

SUR LE
PROBLÈME DES TROIS CORPS
ET LES
ÉQUATIONS DE LA DYNAMIQUE

PAR
H. POINCARÉ
À PARIS.

MÉMOIRE COURONNÉ
DU PRIX DE S. M. LE ROI OSCAR II
LE 11 JANVIER 1889.

fin
AVEC DES NOTES
PAR L'AUTEUR.

2

PROJET DES PROS COMES

EDUATION DE L'HYMANITE

Nuquam prescriptos transibunt sidera fines.

Table des matières.

<u>Introduction</u>	Pages.
---------------------	--------

Première partie.

Généralités.

Chapitre I. Propriétés générales des équations différentielles.

§1. Notations et définitions	-----
§2. Calcul des limites	-----
§3. Applications du calcul des limites aux équations aux dérivées partielles	-----
§4. Intégration des équations linéaires à coefficients périodiques	-----

Chapitre II. Théorie des invariants intégraux.

§5. Propriétés diverses des équations de la dynamique	-----
§6. Définition des invariants intégraux	-----
§7. Transformation des invariants intégraux	-----
§8. Usage des invariants intégraux	-----

Chapitre III. Théorie des solutions périodiques.

§9. Existence des solutions périodiques	-----
---	-------

4

	Pages.
§ 10. Exposants caractéristiques.....	
§ 11. Solutions périodiques des équations de la dynamique.....	
§ 12. Calcul des exposants caractéristiques.....	
§ 13. Solutions asymptotiques.....	
§ 14. Solutions asymptotiques des équations de la dynamique.....	

Deuxième partie.

Equations de la dynamique et problème des n corps.

Chapitre I. Etude des cas où il n'y a que deux degrés de liberté.

§ 15. Représentations géométriques diverses.....	
--	--

Chapitre II. Etude des surfaces asymptotiques.

§ 16. Exposé du problème.....	
§ 17. Première approximation.....	
§ 18. Deuxième approximation.....	
§ 19. Troisième approximation.....	

Chapitre III. Résultats divers.

§ 20. Solutions périodiques du 2 nd genre.....	
§ 21. Divergence des séries de M. Lindstedt.....	
§ 22. Non-existence des intégrales uniformes.....	

Chapitre IV. Tentatives de généralisation.

§ 23. Problème des n corps.....	
-----------------------------------	--

Introduction
et qui a pour objet l'étude du problème des trois corps

Le travail qui va suivre est un récapitulatif de la mémoire que j'avais présentée au concours pour le prix institué par Sa Majesté le Roi de Suède. Ce récapitulatif était devenu nécessaire pour plusieurs raisons. Presque par le temps, j'avais dû énoncer plusieurs résultats sans démonstration; le lecteur n'aurait pu, à l'aide des indications que je donnais, reconstituer les démonstrations qu'avec beaucoup de peine. J'avais songé d'abord à publier le texte primitif en l'accompagnant de notes explicatives, mais j'avais été amené à multiplier ces notes de telle sorte que la lecture du mémoire serait devenue fastidieuse et pénible.

J'ai donc préféré fondre ces notes dans le corps de l'ouvrage ce qui a l'avantage d'éviter quelques redites et de faire mieux ressortir l'ordre logique des idées. Je dois beaucoup de reconnaissance à M. Phragmén qui non seulement a relu les épreuves avec beaucoup de soin, mais qui, ayant lu le mémoire avec attention et en ayant perçû le sens avec une grande finesse, m'a signalé les points où des explications complémentaires lui semblaient nécessaires pour faciliter l'entière intelligence de ma pensée. J'ajouterai que c'est à lui que je dois la forme élégante que je donne au calcul de S^m et de T^m à la fin du § ~~X~~¹² (~~1^{re} partie, Chapitre III~~). C'est même lui qui, en appelant mon attention sur un point délicat, m'a permis de découvrir et de rectifier une importante erreur.

^{Sur quelques-unes des} ~~Enfin~~ les additions que j'ai faites au mémoire primitif, je me borne à rappeler certains résultats déjà connus, comme ces résultats sont dispersés dans un grand nombre de recueils et que j'en fais un fréquent usage, j'ai cru rendre service au lecteur en lui épargnant de fastidieuses recherches; d'ailleurs je suis souvent conduit à appliquer ces théorèmes sous une forme différente de celle que leur auteur leur avait d'abord donnée et il était indispensable de les exposer sous cette nouvelle forme. Les théorèmes acquis, dont quelques uns sont même classiques, sont développés dans le § ~~12~~¹² (~~1^{re} partie~~) (~~1^{re} partie~~). Quelques ~~résultats~~^{résultats} nouveaux, dans le Chapitre ~~12~~¹² (~~1^{re} partie~~) (~~1^{re} partie~~).

~~Je me bornerai d'avoir énoncé complètement le problème que j'ai abordé.~~
~~Les résultats de finit ~~aux~~ quels je parviens au passage que sur des points bien particuliers,~~
je me borne à démontrer l'existence de certaines solutions particulières remarquables que j'appelle solutions périodiques, solutions asymptotiques, et solutions doubles asymptotiques. Je n'ai pu ~~montrer également que dans un cas particulier du problème~~^{étudier plus spécialement} des trois corps, celui où l'une des masses est nulle et où le mouvement des deux autres est circulaire, bien reconnu que dans ce cas les trois corps se mouvront une infinité de fois aussi près que l'on veut de leur position initiale, à moins que

les conditions initiales du mouvement ne soient exceptionnelles.

Comme on le voit, ces résultats ne nous apprennent que peu de chose sur le cas général du problème; mais ce qui peut leur donner quelque prix, c'est qu'ils sont établis avec rigueur, tandis que le problème des trois corps ne paraît pas jusqu'ici abordable que par des méthodes d'approximation successive où l'on fait un bon marché de la rigueur absolue qui est exigée dans les autres parties des mathématiques.

Mais j'attirerai surtout l'attention du lecteur sur les résultats algébriques que j'ai obtenus et qui sont développés à la fin du mémoire. J'établis par exemple que le problème des trois corps ne peut ^{complette} ~~pas~~ se résoudre, au delà de, intégrales connues, aucune intégrale analytique et uniforme. Bien d'autres circonstances nous font pressentir que la solution complète du problème, si jamais on peut la découvrir, exigera des instruments analytiques absolument différents de ceux que nous possédons et infiniment plus compliqués. Plus on réfléchira ^{sur les propositions} au sujet des ~~propos~~ que je démontre plus loin, ^{rien} plus on comprendra que ce problème présente des difficultés inouïes, que l'insuccès des efforts antérieurs avait bien fait pressentir, mais dont je crois avoir mieux en core fait ressortir la nature et la grandeur.

J'ai également fait voir également que la plupart des séries employées, et notamment Céléste et en particulier celles de M. Lindstedt qui sont les plus simples, ~~sont~~ ^{ne} pas convergentes. Je serais de sol d'avoir par là jetté quelque crédit sur les travaux de M. Lindstedt ou sur les recherches plus profondes de M. Gylden. Rien ne serait plus éloigné de ma pensée. Les méthodes qu'ils proposent conservent toute leur valeur pratique. On sait en effet le parti qu'on peut tirer dans un calcul numérique de l'emploi des séries divergentes, et la série fautive de Gylden en est un exemple frappant. C'est grâce à une circonstance unique que les développements utilisés en Mécanique Céléste ont rendu déjà de si grands services et sont appelés à en rendre de plus grands encore.

L'une des séries dont je ferai usage plus loin et dont je démontrerai d'ailleurs la divergence, ~~présente~~ offre une grande analogie avec un développement proposé par M. Bohlin à l'Académie de Stockholm le 9 Mai 1888. Comme ce mémoire n'a été imprimé que quelques mois plus tard, je n'en avais pas connaissance à l'époque de la fermeture du concours, c'est à dire le 12 Juin 1888. Je n'ai donc pas cité le nom de M. Bohlin, j'en emprunte de ^{la science} réparer ici cette injustice qui lui est due.

(Cf. Supplément aux Comptes Rendus de l'Académie de Stockholm, Tome ~~XIV~~ ^{XV} ~~X~~ ¹⁴ et Astronomische Nachrichten N°)

Première partie.

Généralités.

CHAPITRE I.

~~Notations et définitions.~~

Propriétés générales des équations différentielles.

Considérons un système d'équations différentielles:

§1. Notations et définitions.

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n,$$

où t représente la variable indépendante que nous appellerons le temps, $x_1, x_2, \dots, x_n$ les fonctions inconnues, où enfin $X_1, X_2, \dots, X_n$ sont des fonctions données de $x_1, x_2, \dots, x_n$. Nous supposons en général que les fonctions $X_1, X_2, \dots, X_n$ sont analytiques et uniformes pour toutes les valeurs réelles de $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Si l'on savait intégrer les équations (1), on pourrait mettre le résultat de l'intégration sous deux formes différentes; on pourrait écrire:

$$(2) \quad \begin{aligned} x_1 &= \varphi_1(t, C_1, C_2, \dots, C_n), & x_2 &= \varphi_2(t, C_1, C_2, \dots, C_n), & \dots \\ & & x_n &= \varphi_n(t, C_1, C_2, \dots, C_n), \end{aligned}$$

$C_1, C_2, \dots, C_n$ désignant les constantes d'intégration.

On pourrait écrire encore, en résolvant par rapport à ces constantes:

$$(3) \quad \begin{aligned} C_1 &= F_1(t, x_1, x_2, \dots, x_n), \\ C_2 &= F_2(t, x_1, x_2, \dots, x_n), \\ &\dots \dots \dots \\ C_n &= F_n(t, x_1, x_2, \dots, x_n), \end{aligned}$$

Pour éviter toute confusion, nous dirons que les équations (2) représentent la *solution générale* des équations (1) si les constantes C y restent arbitraires et qu'elles représentent une *solution particulière* si on y donne aux C des valeurs numériques. Nous dirons d'autre part que dans les équations (3), $F_1, F_2, \dots, F_n$ sont n *intégrales particulières* des équations (1). Le sens des mots *solution* et *intégrale* se trouve ainsi entièrement fixé.

Supposons que l'on connaisse une solution particulière des équations (1) qui s'écrive:

$$(4) \quad x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t).$$

On peut se proposer d'étudier les solutions particulières de (1) qui diffèrent peu de la solution (4). Pour cela posons:

$$x_1 = \varphi_1 + \xi_1, \quad x_2 = \varphi_2 + \xi_2, \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n + \xi_n,$$

et prenons pour nouvelles fonctions inconnues $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$. Si la solution que l'on veut étudier diffère peu de la solution (4), les ξ sont très petits et nous en pouvons négliger les carrés. Les équations (1) deviennent alors, en négligeant les puissances supérieures des ξ :

$$(5) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n} \xi_n. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Dans les dérivées $\frac{dX_i}{dx_j}$, les quantités $x_1, x_2, \dots, x_n$ doivent être remplacées par $\varphi_1(t), \varphi_2(t), \dots, \varphi_n(t)$, de sorte que ces dérivées peuvent être regardées comme des fonctions connues du temps.

Les équations (5) s'appelleront les *équations aux variations* des équations (1). On voit que les équations aux variations sont linéaires.

Les équations (1) sont dites *canoniques* lorsque les variables x sont en nombre pair $n = 2p$, se répartissant en deux séries

$$x_1, x_2, \dots, x_p,$$

$$y_1, y_2, \dots, y_p,$$

et que les équations (1) peuvent s'écrire:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}, \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

Elles ont alors la forme des équations de la dynamique et nous dirons, à l'exemple des Anglais, que le système d'équations (6) comporte p degrés de liberté.

On sait que ce système (6) admet une intégrale dite des forces vives:

$$F = \text{const.}$$

et que si l'on en connaît $p - 1$ autres, on peut considérer les équations canoniques comme complètement intégrées.

Considérons en particulier le cas de $n = 3$; nous pourrions alors regarder x_1, x_2 et x_3 comme les coordonnées d'un point P dans l'espace. Les équations:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \frac{dx_3}{dt} = X_3$$

définissent alors la vitesse de ce point P en fonction de ses coordonnées. Considérons une solution particulière des équations (1)

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad x_3 = \varphi_3(t).$$

Lorsque nous ferons varier le temps t , le point P décrira une certaine courbe dans l'espace; nous l'appellerons une *trajectoire*. A chaque solution particulière des équations (1) correspond donc une trajectoire et réciproquement.

Si les fonctions X_1, X_2 et X_3 sont uniformes, par chaque point de l'espace passe une trajectoire et une seule. Il n'y a d'exception que si l'une de ces trois fonctions devient infinie ou si elles s'annulent toutes les trois. Les points où ces cas d'exception se présenteraient s'appelleraient *points singuliers*.

Considérons une courbe gauche quelconque. Par chacun des points de cette courbe passe une trajectoire; l'ensemble de ces trajectoires constitue une surface que j'appellerai *surface-trajectoire*.

Comme deux trajectoires ne peuvent se couper sinon en un point singulier, une surface-trajectoire qui ne passe en aucun point singulier ne peut être coupée par aucune trajectoire.

Nous aurons fréquemment dans la suite à nous occuper de la question de la stabilité. Il y aura *stabilité*, si les trois quantités x_1, x_2, x_3 restent

inférieures à certaines limites quand le temps t varie depuis $-\infty$ jusqu'à $+\infty$; ou en d'autres termes, si la trajectoire du point P reste tout entière dans une région limitée de l'espace.

Supposons qu'il existe une surface-trajectoire fermée S ; cette surface partagera l'espace en deux régions, l'une intérieure, l'autre extérieure, et aucune trajectoire ne pourra passer d'une de ces régions dans l'autre. Si donc la position initiale du point P est dans la région intérieure, ce point y restera éternellement; sa trajectoire sera toute entière à l'intérieur de S . Il y aura donc stabilité.

Ainsi la question de stabilité se ramène à la recherche des surfaces trajectoires fermées.

On peut varier ce mode de représentation géométrique; supposons par exemple que l'on pose:

$$x_1 = \phi_1(z_1, z_2, z_3),$$

$$x_2 = \phi_2(z_1, z_2, z_3),$$

$$x_3 = \phi_3(z_1, z_2, z_3),$$

les ϕ étant des fonctions de z qui sont uniformes pour toutes les valeurs réelles des z . Nous pourrions considérer non plus x_1, x_2, x_3 , mais z_1, z_2, z_3 comme les coordonnées d'un point dans l'espace. Quand on connaîtra la position de ce point, on connaîtra x_1, x_2, x_3 et par conséquent x_1, x_2, x_3 . Tout ce que nous avons dit plus haut reste exact.

Il suffit même que les trois fonctions ϕ restent uniformes dans un certain domaine, pourvu qu'on ne sorte pas de ce domaine.

Si $n > 3$, ce mode de représentation ne peut plus être employé en général, à moins qu'on ne se résigne à envisager l'espace à plus de trois dimensions. Il est pourtant un cas où la difficulté peut être tournée.

Supposons par exemple que $n = 4$ et qu'on connaisse une des intégrales des équations (1). Soit:

$$(7) \quad F(x_1, x_2, x_3, x_4) = C$$

cette intégrale. Nous regarderons la constante d'intégration C comme une donnée de la question. Nous pourrions alors tirer de l'équation (7) une des quatre quantités x_1, x_2, x_3, x_4 en fonction des trois autres, ou

bien encore trouver trois variables auxiliaires x_1, x_2, x_3 telles qu'en faisant:

$$\begin{aligned} x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, z_3), & x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, z_3), \\ x_3 &= \phi_3(z_1, z_2, z_3), & x_4 &= \phi_4(z_1, z_2, z_3), \end{aligned}$$

on satisfasse à l'équation (7) quelles que soient les valeurs de z_1, z_2, z_3 . Il arrivera souvent qu'on pourra choisir ces variables auxiliaires z de façon que les quatre fonctions ϕ soient uniformes, sinon pour toutes les valeurs réelles des z , au moins dans un domaine d'où on n'aura pas à sortir.

On pourra alors représenter la situation du système par un point dont les coordonnées dans l'espace seront z_1, z_2 et z_3 .

Supposons par exemple que l'on ait des équations canoniques avec deux degrés de liberté:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Nous aurons quatre variables x_1, x_2, y_1, y_2 , mais ces variables seront liées par l'équation des forces vives:

$$F = C,$$

de sorte que si nous regardons la constante des forces vives C comme connue, il n'y aura plus que trois variables indépendantes et que la représentation géométrique sera possible.

Nous distinguerons parmi les variables $x_1, x_2, \dots, x_n$, les variables *linéaires* et les variables *angulaires*. Il pourra arriver que les fonctions $X_1, X_2, \dots, X_n$ soient toutes périodiques par rapport à l'une des variables x_i et ne changent pas quand cette variable augmente de 2π . La variable x_i et celles qui jouissent de la même propriété seront alors *angulaires*; les autres seront *linéaires*.

Je dirai que la situation du système n'a pas changé si toutes les variables angulaires ont augmenté d'un multiple de 2π et si toutes les variables linéaires ont repris leurs valeurs primitives.

Nous adopterons alors un mode de représentation tel que le point représentatif P revienne au même point de l'espace quand une on plu-

sieurs des variables angulaires aura augmenté de 2π . Nous en verrons des exemples dans la suite.

Parmi les solutions particulières des équations (1), nous distinguerons les *solutions périodiques*. Soit

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t)$$

une solution particulière des équations (1). Supposons qu'il existe une quantité h telle que:

$$\varphi_i(t+h) = \varphi_i(t)$$

quand x_i est une variable linéaire et:

$$\varphi_i(t+h) = \varphi_i(t) + 2k\pi, \quad (k \text{ étant entier})$$

quand x_i est une variable angulaire. Nous dirons alors que la solution considérée est *périodique* et que h est la période.

Si l'on adopte un mode de représentation géométrique tel que le point représentatif reste le même quand une des variables angulaires augmente de 2π , toute solution périodique sera représentée par une trajectoire fermée.

CHAPITRE II.

Théorie des invariants intégraux.

§ 1. Propriétés diverses des équations de la dynamique.

Soit F une fonction d'une double série de variables:

$$x_1, x_2, \dots, x_n,$$

$$y_1, y_2, \dots, y_n$$

et du temps t .

Supposons que l'on ait les équations différentielles:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial F}{\partial y_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial x_i}.$$

§ 2. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 193
et à la limite (pour $\alpha_2 = \alpha_1$);

$$x_1 = C_1 e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,1} + C_2 e^{\alpha_1 t} [\lambda_{1,1} + \lim \lambda'(t)].$$

On verrait que la limite de $\lambda'(t)$ pour $\alpha_2 = \alpha_1$ est encore une série trigonométrique absolument et uniformément convergente.

Ainsi l'effet de la présence d'une racine double dans l'équation (5) a été d'introduire dans la solution des termes de la forme suivante:

$$e^{\alpha_1 t} \lambda(t),$$

$\lambda(t)$ étant une série trigonométrique.

On verrait sans peine qu'une racine triple introduirait des termes de la forme:

$$e^{\alpha_1 t} t^2 \lambda(t)$$

et ainsi de suite.

Je n'insiste pas sur tous ces points de détail. Ces résultats sont bien connus par les travaux de MM. FLOQUET, CALLANDREAU, BRUNS, SRIELTJES et si j'ai donné ici la démonstration in extenso pour le cas général, c'est que son extrême simplicité me permettait de la faire en quelques mots.

~~Note B.~~

§ 2. ~~Sur le~~ Calcul des limites.

L'une des plus belles découvertes de CAUCHY (Comptes Rendus, tome 14, page 1020), quoiqu'elle ait été peut-être peu remarquée de son temps, est celle qu'il a appelée le calcul des limites et à laquelle nous conserverons ce nom, quelque mal justifié qu'il puisse être.

Considérons un système d'équations différentielles

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= f_1(x, y, z), \\ \frac{dz}{dx} &= f_2(x, y, z). \end{aligned}$$

Si f_1 et f_2 peuvent être développés suivant les puissances croissantes de x, y et z , ces équations admettront une solution de la forme suivante:

$$y = \varphi_1(x), \quad z = \varphi_2(x),$$

φ_1 et φ_2 étant des séries développées suivant les puissances croissantes de x et s'annulant avec x .

Pour le démontrer, CAUCHY remplace les deux fonctions f_1 et f_2 par une expression de la forme:

$$f'(x, y, z) = \frac{M}{(1 - \alpha x)(1 - \beta y)(1 - \gamma z)},$$

en choisissant M, α, β, γ de façon que chaque terme de f' ait un plus grand coefficient (en valeur absolue) que le terme correspondant de f_1 et de f_2 . En remplaçant ainsi f_1 et f_2 par f' , on augmente les coefficients de φ_1 et de φ_2 et comme ces deux séries sont convergentes après ce changement, elles devaient l'être également avant ce changement.

Tel est le principe fondamental du calcul des limites dont CAUCHY a fait d'ailleurs beaucoup d'autres applications et que plusieurs géomètres ont notablement perfectionné depuis.

Le plus grand de ces perfectionnements est dû à M. WEIERSTRASS qui a remplacé la fonction $f'(x, y, z)$ de CAUCHY par une autre plus simple qui peut jouer le même rôle.

Ecrivons les équations (1) sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= f_1(x, y, z), \\ \frac{dz}{dt} &= f_2(x, y, z), \\ \frac{dx}{dt} &= f(x, y, z) = 1. \end{aligned} \quad (1')$$

Remplaçons-y ensuite f, f_1 et f_2 par la fonction de M. WEIERSTRASS

$$f'(x, y, z) = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)};$$

elles deviendront:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)}. \quad (2')$$

Les équations (1') sont satisfaites formellement par des séries:

$$x = \varphi(t) = t, \quad y = \varphi_1(t), \quad z = \varphi_2(t)$$

développées suivant les puissances croissantes de t et s'annulant avec t .

De même les équations (2') seront satisfaites par des séries

$$x = \varphi'(t), \quad y = \varphi'_1(t), \quad z = \varphi'_2(t)$$

développées suivant les puissances croissantes de t et s'annulant avec t .
(On voit facilement d'ailleurs que $\varphi'(t) = \varphi'_1(t) = \varphi'_2(t)$.)

Si M et α sont convenablement choisis, les coefficients des séries φ' sont plus grands que ceux des séries φ ; or les séries φ' convergent; donc les séries φ convergent également.

C. Q. F. D.

Je n'insiste pas sur ces démonstrations qui sont devenues tout à fait classiques et qui se trouvent développées dans tous les traités un peu complets d'Analyse, par exemple dans le Cours d'Analyse de M. JORDAN (tome 3, page 87).

Mais on peut aller plus loin.

Imaginons que les fonctions f_1 et f_2 dépendent, non seulement de x, y et z , mais d'un certain paramètre arbitraire μ et qu'elles puissent se développer suivant les puissances croissantes de x, y, z et μ . Écrivons alors les équations (1) sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= f(x, y, z, \mu) = 1, \\ (1'') \quad \frac{dy}{dt} &= f_1(x, y, z, \mu), \\ \frac{dz}{dt} &= f_2(x, y, z, \mu). \end{aligned}$$

On peut trouver trois séries

$$\begin{aligned} x &= \varphi(t, \mu, x_0, y_0, z_0) = t + x_0, & y &= \varphi_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ & & z &= \varphi_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \end{aligned}$$

qui satisfassent formellement aux équations (1''), qui soient développées

Théorème I

suivant les puissances croissantes de t , de μ et de trois constantes d'intégration x_0, y_0, z_0 et qui enfin se réduisent respectivement à x_0, y_0 et z_0 pour $t = 0$.

Je dis que ces séries convergent pourvu que t, μ, x_0, y_0 et z_0 soient suffisamment petits.

En effet remplaçons f, f_1 et f_2 par la fonction:

$$f(x, y, z, \mu) = \frac{M}{(1 - \beta\mu)[1 - \alpha(x + y + z)]}.$$

Cette fonction f peut être développée suivant les puissances de x, y, z et μ . On peut prendre M, α et β assez grands pour que chaque terme de f soit plus grand que le terme correspondant de f_1 , de f_1 et de f_2 .

Nous obtiendrons ainsi les équations

$$(2'') \quad \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{M}{(1 - \beta\mu)[1 - \alpha(x + y + z)]}.$$

On peut trouver trois séries

$$x = \varphi'(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \quad y = \varphi_1'(t, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

$$z = \varphi_2'(t, \mu, x_0, y_0, z_0)$$

développées suivant les puissances de t, μ, x_0, y_0, z_0 , satisfaisant aux équations $(2')$ et se réduisant respectivement à x_0, y_0, z_0 pour $t = 0$.

En raisonnant comme le faisait CAUCHY, on démontrerait que chaque terme des séries φ' est plus grand que le terme correspondant des séries φ . Or les séries φ' convergent, si t, μ, x_0, y_0 et z_0 sont assez petits. Donc les séries φ convergent également.

C. Q. F. D.

On peut tirer de là diverses conséquences.

Λ Nous venons de voir que x, y et z peuvent être développés suivant les puissances de t, μ, x_0, y_0 et z_0 pourvu que ces cinq variables, y compris t , soient suffisamment petites.

Je dis que x, y et z pourront encore être développées suivant les puissances des quatre variables μ, x_0, y_0 et z_0 , quelque grand que soit t ,

pourvu que les quatre variables μ , x_0 , y_0 et z_0 soient assez petites. Il y a toutefois un cas d'exception sur lequel je reviendrai.

En effet nous trouvons d'abord trois séries

$$\begin{aligned} x &= \varphi(t, \mu, x_0, y_0, z_0), & y &= \varphi_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \varphi_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \end{aligned}$$

qui définissent x , y et z pour les valeurs suffisamment petites de μ , x_0 , y_0 , z_0 et quand

$$|t| < \rho,$$

ρ étant le rayon de convergence de ces séries. Si donc t_1 est un point intérieur au cercle de convergence et si x_1 , y_1 et z_1 sont les valeurs de x , y et z pour $t = t_1$, on voit que x_1 , y_1 et z_1 sont des fonctions holomorphes de μ , x_0 , y_0 et z_0 , c'est à dire développables suivant les puissances de ces variables si elles sont assez petites.

Soient ensuite x_1^0 , y_1^0 et z_1^0 les valeurs de x_1 , y_1 et z_1 pour

$$\mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0.$$

Cela posé, on aura dans le voisinage du point $t = t_1$

$$\begin{aligned} (3) \quad x &= \varphi'(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0), \\ y &= \varphi_1'(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0), \\ z &= \varphi_2'(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0). \end{aligned}$$

Les séries φ' , φ_1' et φ_2' , tout à fait analogues aux séries φ , φ_1 et φ_2 , sont définies comme il suit.

Elles satisfont aux équations différentielles; elles sont développées suivant les puissances de $t - t_1$, μ , $x_1 - x_1^0$, $y_1 - y_1^0$ et $z_1 - z_1^0$; elles se réduisent à x_1 , y_1 et z_1 pour $t = t_1$.

Elles convergeront si μ , $x_1 - x_1^0$, $y_1 - y_1^0$, $z_1 - z_1^0$ sont assez petits et si

$$|t - t_1| < \rho_1,$$

ρ_1 étant le rayon du nouveau cercle de convergence C_1 .

Si t est un point intérieur à ce nouveau cercle de convergence C_1 , on voit que x , y et z seront fonctions holomorphes de μ , $x_1 - x_1^0$, $y_1 - y_1^0$

et $z_1 = z_1^0$. Mais $x_1 = x_1^0$, $y_1 = y_1^0$, $z_1 = z_1^0$ sont déjà fonctions holomorphes de μ, x_0, y_0, z_0 . Donc, pour tout point t intérieur au cercle C_1 , les trois quantités x, y et z sont des fonctions holomorphes de μ, x_0, y_0, z_0 développables selon les puissances de ces variables si elles sont assez petites.

Supposons maintenant que le point t soit extérieur au cercle C_1 , le théorème sera encore vrai; il est clair en effet qu'il suffit pour le démontrer pour une valeur quelconque de t , de répéter le raisonnement précédent un nombre suffisant de fois.

Cette convergence sera d'ailleurs uniforme pour toute valeur de t inférieure à t_0 , quelque grand que soit t_0 .

On ne serait arrêté que dans un cas.

Le théorème de CAUCHY cesse d'être vrai si les fonctions f_1 et f_2 ne sont plus holomorphes en x, y, z ; par exemple si elles deviennent infinies, ou cessent d'être uniformes.

Si on ne peut pas développer les fonctions f, f_1 et f_2 suivant les puissances croissantes de μ , de $x - x_1^0, y - y_1^0, z - z_1^0$, il n'existera pas en général trois séries φ, φ_1 et φ_2 de la forme (3) satisfaisant aux équations différentielles.

On dit alors que le point

$$x = x_1^0, \quad y = y_1^0, \quad z = z_1^0$$

est un point singulier.

Si donc, en faisant varier t , on voyait le point mobile (x, y, z) passer par un point singulier, notre théorème serait en défaut. Si t variant depuis $t = 0$ jusqu'à $t = t_0$, le point mobile (x, y, z) ne passe par aucun point singulier, les trois fonctions x, y, z seront développables suivant les puissances de μ, x_0, y_0, z_0 pour toute valeur de t inférieure à t_0 . Mais si pour $t = t_0$, le point (x, y, z) se confond avec un point singulier, le théorème cessera d'être vrai pour les valeurs de t supérieures à t_0 .

Notre théorème comporte donc un cas d'exception. Mais ce cas ne se présentera pas dans le problème des trois corps et nous n'avons pas à nous en inquiéter. Soient en effet:

$$(x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), (x_3, y_3, z_3)$$

les coordonnées des trois corps, r_{21}, r_{12}, r_{13} leurs distances mutuelles, m_1, m_2 et m_3 leurs masses. Les équations du problème seront de la forme suivante:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{m_2(x_2 - x_1)}{r_{12}^3} + \frac{m_3(x_3 - x_1)}{r_{13}^3}.$$

Le second membre de cette équation ne pourrait cesser d'être holomorphe en $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, x_3, y_3, z_3$ que si l'une des trois distances r_{21}, r_{12}, r_{13} venait à s'annuler, c'est à dire si deux corps venaient à se choquer. Or nous n'appliquerons jamais notre théorème que quand on sera certain qu'un pareil choc ne peut se produire.

Le théorème joue un grand rôle dans le présent mémoire.

Dans le § 5 (1^{re} partie, chapitre III) nous démontrons que certaines solutions particulières du problème, que nous appelons solutions asymptotiques, sont de la forme suivante.

Les quantités inconnues $x_1, x_2, \dots, x_n$ peuvent pour des valeurs de t négatives et très grandes être développées suivant les puissances d'un certain paramètre $\sqrt{\mu}$ et d'une certaine exponentielle $e^{\mu t}$, les coefficients étant des fonctions périodiques de t .

Nous en concluons que si t_1 est une quantité négative suffisamment grande en valeur absolue, les quantités $x_1, x_2, \dots, x_n$ peuvent être développées suivant les puissances de $t - t_1$ et de $\sqrt{\mu}$.

Si nous appliquons maintenant le théorème que nous venons de démontrer, nous verrons que, dans une solution asymptotique, les quantités $x_1, x_2, \dots, x_n$ sont développables suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, pour toutes les valeurs de t .

Ce même théorème peut servir également pour l'étude de ce que nous avons nommé le conséquent d'un point donné.

Soit:

$$z = \varphi(x, y)$$

l'équation d'une surface S que nous supposons passer par l'origine O . Par l'origine O passe une trajectoire; imaginons que quand $y = 0$ cette trajectoire vienne au temps $t = \tau$ recouper la surface S en un point P dont les coordonnées seront:

$$x = a, \quad y = b, \quad z = c.$$

D'après la terminologie que nous avons adoptée, le point P sera quand on suppose $\mu = 0$ le conséquent du point O .

Supposons de plus que dans le voisinage du point O , $\varphi(x, y)$ soit développable suivant les puissances de x et y , et dans le voisinage du point P suivant les puissances de $x - a$ et $y - b$.

Soit maintenant x_0, y_0, z_0 un point A très voisin de O et appartenant à la surface S . Si l'on fait passer par ce point A une trajectoire, si on suppose que μ cesse d'être nul, mais reste très petit, on verra que cette trajectoire viendra, à une époque t très peu différente de τ couper la surface S en un point B très voisin de P .

Ce point B dont j'appellerai les coordonnées x_1, y_1, z_1 sera d'après notre terminologie le conséquent du point A .

Ce que je me propose de démontrer, c'est que x_1, y_1, z_1 peuvent se développer suivant les puissances croissantes de x_0, y_0, z_0 et μ .

En effet, d'après le théorème que nous venons d'établir, si x, y, z sont les coordonnées au temps t du point mobile qui décrit la trajectoire issue du point A , si de plus x_0, y_0, z_0, μ et $t - \tau$ sont suffisamment petits, on aura:

$$\begin{aligned} x &= \phi_1(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ y &= \phi_2(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \phi_3(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \end{aligned} \quad (4)$$

ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 étant des séries ordonnées suivant les puissances de $t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0$.

Ces séries se réduiront respectivement à a, b, c pour

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0.$$

Comme $\varphi(x, y)$ est développable suivant les puissances de $x - a$ et $y - b$, si $x - a$ et $y - b$ sont assez petits, nous aurons également:

$$\varphi(x, y) = \phi_4(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

ϕ_4 étant une série de même forme que ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 .

Ecrivons que le point x, y, z se trouve sur la surface S , nous aurons:

$$\phi_4 = 0. \quad (5)$$

§2.

Note 1.

Le même résultat peut en être établi d'une ^{autre} ~~façon~~ manière. Reprenons les équations:

$$\frac{dx}{dt} = f(x, y, z, \mu),$$

$$\frac{dy}{dt} = f_1(x, y, z, \mu),$$

$$\frac{dz}{dt} = f_2(x, y, z, \mu).$$

Les fonctions f, f_1, f_2 pourront en général être développées suivant les puissances croissantes de $x - x_0, y - y_0, z - z_0, \mu - \mu_0$, pour les valeurs de x, y, z et μ suffisamment voisines de x_0, y_0, z_0 et μ_0 . S'il existe un système de valeurs de x_0, y_0, z_0, μ_0 pour lequel cela n'ait pas lieu, je dirai que ce système de valeurs est un des points singuliers de nos équations différentielles.

Cela posé, ces équations admettent une solution telle que x, y et z s'annulent avec t , et cette solution dépendra manifestement de μ . Soit:

$$x = \omega_1(t, \mu), \quad y = \omega_2(t, \mu), \quad z = \omega_3(t, \mu)$$

cette solution. Il résulte de la définition même de cette solution que l'on a, quel que soit μ :

$$\omega_1(0, \mu) = \omega_2(0, \mu) = \omega_3(0, \mu) = 0.$$

Dans la plupart des applications, on pourra effectuer l'intégration pour $\mu = 0$, de telle sorte que les fonctions $\omega_1(t, 0), \omega_2(t, 0), \omega_3(t, 0)$ seront connues. Je suppose que, pour une certaine valeur de t comprise entre 0 et t_1 , le système de valeurs

$$\omega_1(t, 0), \omega_2(t, 0), \omega_3(t, 0), 0$$

ne soit un point singulier de nos équations différentielles.

Pour employer un langage incorrect, mais commode, je dirai que la solution particulière

$$x = \omega_1(t, 0), \quad y = \omega_2(t, 0), \quad z = \omega_3(t, 0)$$

ne passe par aucun point singulier.

Si cela n'avait pas lieu, nous nous trouverions dans le cas d'exception dont j'ai parlé plus haut.

Si au contraire cela a lieu, ce que je supposerais, ^{je dis que} les expressions $\omega_1(t, \mu), \omega_2(t, \mu), \omega_3(t, \mu)$ sont des fonctions de μ développables suivant les puissances croissantes de cette variable.

Posons en effet

$$x = \xi + \omega_1(t, \mu), \quad y = \eta + \omega_2(t, \mu), \quad z = \zeta + \omega_3(t, \mu)$$

les équations différentielles deviendront:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{x}}{dt} &= \varphi(\tilde{x}, \eta, \tilde{z}, t, \mu), \\ (4) \quad \frac{d\eta}{dt} &= \varphi_1(\tilde{x}, \eta, \tilde{z}, t, \mu), \\ \frac{d\tilde{z}}{dt} &= \varphi_2(\tilde{x}, \eta, \tilde{z}, t, \mu). \end{aligned}$$

Il résulte de l'hypothèse que nous avons faite que pour toutes les valeurs de t comprises entre 0 et t_1 , les fonctions φ , φ_1 et φ_2 peuvent être développées suivant les puissances de $\tilde{x}$, η , $\tilde{z}$ et μ , les coefficients du développement étant des fonctions du temps.

On pourra alors trouver ^{deux} ~~un~~ nombre d'observer de plus que pour $\mu=0$, les équations différentielles doivent être satis faites pour

$$\tilde{x} = \eta = \tilde{z} = 0,$$

ce qui veut dire que φ , φ_1 et φ_2 s'annulent quand μ , $\tilde{x}$, η , $\tilde{z}$ s'annulent à la fois.

On pourra alors trouver deux nombres positifs M et α tels que, pour toutes les valeurs de t comprises entre 0 et t_1 , le ^{coefficient} ~~coefficient~~ du développement de φ , φ_1 ou φ_2 suivant les puissances croissantes de $\tilde{x}$, η , $\tilde{z}$ et μ soit plus petit en valeur absolue que le coefficient correspondant du développement de:

$$\frac{M}{1 - \alpha(\tilde{x} + \eta + \tilde{z} + \mu)}$$

on a fortiori que le coefficient correspondant du développement de:

$$\psi(\tilde{x}, \eta, \tilde{z}, \mu) = \frac{M(\tilde{x} + \eta + \tilde{z} + \mu) [1 + \alpha(\tilde{x} + \eta + \tilde{z} + \mu)]}{1 - \alpha(\tilde{x} + \eta + \tilde{z} + \mu)}.$$

Comparons donc les équations (4) aux suivantes:

$$(5) \quad \frac{d\tilde{x}}{dt} = \frac{d\eta}{dt} = \frac{d\tilde{z}}{dt} = \psi(\tilde{x}, \eta, \tilde{z}, \mu).$$

La solution des intégrales d'équations (4) ~~pour t=0~~ ^{pour t=0}, qui est telle que $\tilde{x}$, η et $\tilde{z}$ s'annulent à la fois pour $t=0$, s'écrit

$$\tilde{x} = \omega_1(t, \mu) - \omega_1(t, 0), \quad \eta = \omega_2(t, \mu) - \omega_2(t, 0), \quad \tilde{z} = \omega_3(t, \mu) - \omega_3(t, 0).$$

D'un autre côté les équations (5) admettent une solution:

$$\tilde{x} = \eta = \tilde{z} = \omega'(t, \mu)$$

telle que ξ, η, ζ hamulent avec t .

En raisonnant comme l'a fait Cauchy, on verrait que si $\omega'(t, \mu)$ est développable suivant les puissances croissantes de μ , il doit en être de même de $\omega_1(t, \mu) - \omega_1(t, 0)$, $\omega_2(t, \mu) - \omega_2(t, 0)$, $\omega_3(t, \mu) - \omega_3(t, 0)$, et que chaque coefficient du développement de ces trois dernières fonctions est plus petit en valeur absolue que le coefficient correspondant de $\omega'(t, \mu)$, au moins pour toutes les valeurs de t telles que

$$0 < t < t_1.$$

Si cela est Or les équations (5) admettent des solutions à intégrer et on vérifie aisément que $\omega'(t, \mu)$ peut se développer suivant les puissances de μ .

Donc ξ, η et ζ sont également développables suivant les puissances de μ pourvu que

$$0 < t < t_1.$$

C. Z. F. D.

Cela peut ^{soit} supposer que l'on appelle: Théorème III. (cela posé, soit)

$$x = \omega_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \quad y = \omega_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

$$z = \omega_3(t, \mu, x_0, y_0, z_0)$$

celle des solutions de nos équations différentielles, ^{qui est telle que:} ~~qui est définie~~

$$x = x_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0$$

pour $t = 0$.

Considérons les fonctions:

$$\omega_1(t, t+\tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \quad \omega_2(t, t+\tau, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

$$\omega_3(t, t+\tau, \mu, x_0, y_0, z_0).$$

Je dis qu'elles sont développables suivant les puissances de μ, x_0, y_0, z_0 et τ pourvu que ces quantités soient suffisamment petites.

Posons en effet

$$x = x' + x_0, \quad y = y' + y_0, \quad z = z' + z_0,$$

$$t = t' \frac{t_1 + \tau}{t_1}.$$

Nos équations deviendront:

$$\frac{dx'}{dt'} = \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu),$$

$$\frac{dy'}{dt'} = \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f_1(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu),$$

$$\frac{dz'}{dt'} = \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f_2(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu).$$

Les équations ~~font~~ contiennent cinq paramètres arbitraires à savoir

$$\mu, x_0, y_0, z_0, \tau.$$

Si donc je considère, donc la solution de ces équations, qui est telle que x', y', z' s'annulent avec t' ; soit:

$$x' = \omega_1'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau),$$

$$y' = \omega_2'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau),$$

$$z' = \omega_3'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau).$$

Il résulte de ce que nous venons de voir que si l'on fait $t' = t$, les expressions:

$$\omega_1'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau),$$

$$\omega_2'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau),$$

$$\omega_3'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau)$$

sont développables suivant les puissances de μ, x_0, y_0, z_0 et τ . Mais il est manifeste que l'on a:

$$(6) \quad \begin{aligned} \omega_1'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_1(t + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ \omega_2'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_2(t + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ \omega_3'(t, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_3(t + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0). \end{aligned}$$

Donc les seconds membres des équations (6) sont également développables suivant les puissances de μ, x_0, y_0, z_0 et τ .

C. Q. F. D.

Théorème IV. Cauchy a tiré d⁴ ~~le~~ calcul des limites un autre théorème d'une extrême importance.

on pourra tirer des équations (7) les n inconnues y sous la forme de séries développées suivant les puissances croissantes de $x_1, x_2, \dots, x_p$.

Considérons en effet x_1 comme la seule variable indépendante, $x_2, x_3, \dots, x_p$ comme des paramètres arbitraires, nous pourrions remplacer les équations (7) par les n équations différentielles:

$$(8) \quad \frac{df_i}{dy_1} \frac{dy_1}{dx_1} + \frac{df_i}{dy_2} \frac{dy_2}{dx_1} + \dots + \frac{df_i}{dy_n} \frac{dy_n}{dx_1} + \frac{df_i}{dx_1} = 0. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Nous sommes ainsi ramenés au cas dont nous venons de nous occuper.

En particulier si $f(y, x_1, x_2, \dots, x_n)$ est une fonction développable suivant les puissances de $y, x_1, x_2, \dots, x_n$; si quand les x et y s'annulent à la fois on a:

$$f = 0, \quad \frac{df}{dy} \neq 0;$$

si enfin y est défini par l'égalité

$$f = 0,$$

y sera développable suivant les puissances des x .

C'est ainsi que dans le paragraphe cité (§ 1, chapitre III, 1^{re} partie), nous avons établi que l'on peut résoudre les n équations

$$(9) \quad \phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_n = 0$$

par rapport à n quelconques des $n+1$ inconnues:

$$\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \tau.$$

L'existence des solutions périodiques une fois démontrée, il reste à faire voir que ces solutions peuvent se développer suivant les puissances de μ et s'écrire:

$$x_i = \theta_{i,0}(t) + \mu \theta_{i,1}(t) + \mu^2 \theta_{i,2}(t) + \dots, \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

$\theta_{i,0}(t), \theta_{i,1}(t)$, etc., étant des fonctions périodiques de t développables selon les sinus et cosinus des multiples de:

$$\frac{2\pi t}{T + \tau} = \mu.$$

52.

Note 2.

Il nous resterait à examiner ce qui se passe quand le déterminant fonctionnel de f par rapport aux y est nul. Cette question a fait l'objet de recherches nombreuses sur lesquelles je ne puis insister ici, mais au premier rang desquelles il convient de citer les travaux de M. Puiseux sur les racines des équations algébriques. J'ai eu moi-même l'occasion de m'occuper de recherches analogues dans la première partie de ma thèse inaugurale (Paris, Gauthier-Villars, 1879). Je ne bomerai donc à énoncer les théorèmes suivants, en me bornant à renvoyer pour les démonstrations, soit aux traités classiques, soit à ma thèse.

Théorème V. Soit y une fonction de x définie par l'équation

$$(9) \quad f(y, x) = 0$$

où f est développable en séries entières de x et de y .
Je suppose que pour $x=y=0$, f s'annule ainsi que :

$$\frac{df}{dy}, \frac{d^2f}{dy^2}, \dots, \frac{d^{n-1}f}{dy^{n-1}},$$

mais que $\frac{d^n f}{dy^n}$ ne s'annule pas.

Je dis que il existera n séries de la forme suivante :

$$(10) \quad y = a_1 x^{\frac{1}{n}} + a_2 x^{\frac{2}{n}} + a_3 x^{\frac{3}{n}} + \dots$$

(où n est entier positif et où $a_1, a_2, \dots$ sont des coefficients constants) qui satisferont à l'équation $f=0$ (9).

Corollaire I. Si la série (10) satisfait à l'équation (9) il en est de même de la série :

$$y = a_1 d x^{\frac{1}{n}} + a_2 d^2 x^{\frac{2}{n}} + a_3 d^3 x^{\frac{3}{n}} + \dots$$

où d est une racine n^{e} de l'unité.

Corollaire II. Si le ~~ser~~ Le nombre des séries de la forme (10) développées suivant les puissances de $x^{\frac{1}{n}}$, (sans pouvoir être développées suivant les puissances de $x^{\frac{1}{p}}$, $p < n$) est divisible par n .

Corollaire III. Si $k_1 n_1$ est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de $x^{\frac{1}{n_1}}$, si $k_2 n_2$ est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de $x^{\frac{1}{n_2}}$, ..., si $k_p n_p$ est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de $x^{\frac{1}{n_p}}$ on aura :

$$k_1 n_1 + k_2 n_2 + \dots + k_p n_p = m,$$

d'où l'on conclut que si m est impair, l'un ^{au moins} des nombres $n_1, n_2, \dots, n_p$ est aussi impair.

Théorème VI. Si l'on a ^{les} p ~~fonct~~ équations,

$$(11) \quad \begin{aligned} f_1(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \\ f_2(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \\ &\vdots \\ f_p(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \end{aligned}$$

dont les premiers membres sont développables suivant les puissances de y et de x et s'annulent avec ces variables,

~~Si ces équations ne cessent pas d'être distinctes, quand on y fait $x=0$, on pourra toujours éliminer entre ces équations~~

$$y_2, y_3, \dots, y_p$$

~~et arriver à une équation unique:~~

$$f(y_1, x) = 0$$

~~de même forme que l'équation (9) du théorème précédent.~~

~~Si les équations (11) ne cessent pas d'être distinctes, quand on y fait $x=0$, le théorème est une conséquence immédiate du Lemme IV démontré dans la 1^{re} partie de ma Thèse (page 14).~~

~~Si au contraire ces équations (11) cessaient d'être distinctes quand on y fait $x=0$, on pourrait toujours employer l'artifice suivant.~~

~~Ponons:~~

$$x = z + \lambda_1 y_1 + \lambda_2 y_2 + \dots + \lambda_p y_p$$

~~On peut choisir de façon que les équations ne cessent pas d'être distinctes pour $z=0$. On pourra alors en éliminant $y_1, y_2, \dots, y_p$ entre les équations, arriver à une équation unique~~

$$(12) \quad \varphi(y_1, z) = 0$$

~~dont le premier membre est développable suivant les puissances de y_1 et de z et s'annule avec ces variables.~~

$$\frac{d\varphi}{dy_1}, \frac{d^2\varphi}{dy_1^2}, \dots, \frac{d^m\varphi}{dy_1^m}$$

~~ne s'annulent pas toutes à la fois, sans quoi φ contiendrait en facteur une puissance de z et on pourrait toujours faire disparaître ce facteur.~~

~~On tire alors de l'équation (12) m~~

~~soit donc $\frac{d^m\varphi}{dy_1^m}$ la première de ces dérivées qui ne s'annule pas.~~

~~On tire alors de l'équation (12), (par vertu du théorème précédent) m valeurs différentes de y_1 , soient:~~

$$\underline{y_1 = \phi_1(z), y_2 = \phi_2(z), \dots, y_p = \phi_p(z)}$$

~~ces valeurs.~~

~~Les fonctions $\phi_1(z), \phi_2(z), \dots, \phi_n(z)$ sont comme on vient de le voir développables suivant les puissances fractionnaires de z .~~

~~On en déduit. Soit ensuite F_k le résultat de la substitution de $\phi_i(z)$ à la~~

~~place de y , dans~~

$$f_k(y_1, y_2, \dots, y_p, x)$$

~~Soit ensuite:~~

$$\phi_k = F_{k,1} \times F_{k,2} \times \dots \times F_{k,n}$$

~~Il est manifeste que ϕ_k est développable suivant les puissances de z , de $y_1, \dots, y_p$ et de x , et par conséquent aussi suivant les puissances de x , de $y_1, y_2, \dots, y_p$.~~

~~Nous avons donc p équations~~

$$\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_p = 0$$

~~qui se réduisent à $p-1$ dont les premiers membres peuvent~~

Il n'y a pas d'exception que si les équations (11) cessaient d'être distinctes. Corollaire des Théorèmes V et VI. Le théorème IV s'applique toute la fois que le déterminant fonctionnel des f n'est pas nul, c'est à dire toute la fois que quand les x s'annulent, les équations

$$(7) f_1 = f_2 = \dots = f_n = 0$$

admettent

$$y_1 = y_2 = \dots = y_n = 0$$

comme une solution simple.

Il résulte des Théorèmes V et VI et de leurs corollaires énoncés plus haut que le théorème IV est en un vrai si cette solution est multiple, pourvu que l'ordre de multiplicité soit impair.

✓

n fonctions données quelconques, développées suivant les puissances croissantes de $x_1, x_2, \dots, x_r$ et telles que:

$$\frac{d\phi_i}{dx_i} = a_{ia}$$

pour

$$x_1 = x_2 = \dots = x_r = 0.$$

Il existera n fonctions

$$z_1 = \varphi_1(x_1, x_2, \dots, x_r), \quad z_2 = \varphi_2(x_1, x_2, \dots, x_r), \quad \dots, \quad z_n = \varphi_n(x_1, x_2, \dots, x_r)$$

développables suivant les puissances de $x_1, x_2, \dots, x_r$, qui satisferont aux équations (11) et qui se réduiront respectivement à $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ pour $x_i = 0$.

J'ai moi-même cherché à étendre les résultats obtenus par Madame KOWALEWSKI (*Thèse inaugurale*, Paris, Gauthier-Villars, 1879) et j'ai étudié en détail les cas que la savante mathématicienne avait laissés de côté.

Je me suis attaché en particulier à l'équation:

(12)

$$\left(\frac{dz}{dx_1} + X_1 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z \right)$$

où $X_1, X_2, \dots, X_n$ sont développés suivant les puissances de $x_1, x_2, \dots, x_n$; je suppose de plus que dans le développement de $X_1, X_2, \dots, X_n$, il n'y ait pas de terme tout connu et que les termes du 1^{er} degré se réduisent respectivement à $\lambda_1 x_1, \lambda_2 x_2, \dots, \lambda_n x_n$, de telle sorte que

$$X_i = \lambda_i x_i - Y_i,$$

Y_i désignant une suite de termes du 2^e degré au moins par rapport à $x_1, x_2, \dots, x_n$.

J'ai démontré qu'à certaines conditions cette équation admet une intégrale holomorphe développable suivant les puissances de $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Pour que cette intégrale existe, il suffit:

1^o que le polygone convexe qui contient les n points $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ ne contienne pas l'origine,

2^o que l'on n'ait aucune relation de la forme

$$m_1 \lambda_1 + \dots + m_n \lambda_n = \lambda_1$$

où les m sont des entiers positifs dont la somme est plus grande que 1.¹

Je vais chercher à généraliser le résultat obtenu dans ma thèse.

Au lieu de l'équation (2) envisageons l'équation suivante:

$$(*) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z.$$

Nous avons encore

$$X_i = \lambda_i x_i - Y_i,$$

Y_i désignant une fonction développée suivant les puissances de $x_1, x_2, \dots, x_n$ et ne comprenant que des termes du 2^d degré au moins par rapport à ces n variables. Mais Y_i ne dépend pas seulement des x , il dépend aussi de t , de sorte que les coefficients du développement de Y_i suivant les puissances des x sont des fonctions de t . Nous supposons que ce sont des fonctions périodiques de t de période 2π développées suivant les sinus et cosinus des multiples de t .

Je me propose de chercher dans quel cas l'équation (3) admettra une intégrale holomorphe développée suivant les puissances de $x_1, x_2, \dots, x_n$ et telle que les coefficients du développement soient des fonctions périodiques de t .

Voyons d'abord quelle va être la forme de Y_i . Nous allons développer Y_i suivant les puissances croissantes de $x_1, x_2, \dots, x_n$; considérons le terme en

$$x_1^{m_1} x_2^{m_2} \dots x_n^{m_n}.$$

Le coefficient de ce terme étant une fonction périodique de t pourra

¹ Dans ma thèse, je n'énonce pas cette restriction et je ne suppose pas que la somme des m soit plus grande que 1. Il semblerait donc que le théorème est en défaut quand on a par exemple $\lambda_1 = \lambda_2$. Il n'en est rien. Si l'on avait

$$m_1 \lambda_1 + \dots + m_n \lambda_n = \lambda_1 \quad (m_1 + m_2 + \dots + m_n > 1)$$

certain coefficients du développement prendraient la forme $\frac{A}{0}$ et deviendraient infinis.

C'est pour cette raison que nous avons dû supposer qu'une pareille relation n'a pas lieu.

Si l'on avait au contraire $\lambda_1 = \lambda_2$ certains coefficients prendraient la forme $\frac{0}{0}$.

se développer suivant les sinus et cosinus des multiples de t , ou ce qui revient au même suivant les puissances positives et négatives de e^{it} .

Nous pourrions donc écrire

$$Y_i = \sum C_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{i\beta t} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Les C sont des coefficients constants; β est un entier positif ou négatif; $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ sont des entiers positifs tels que

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n \geq 2.$$

J'écrirai aussi quelquefois en supprimant les indices:

$$Y_i = \sum C e^{i\beta t} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Posons maintenant:

$$Y_i = \sum |C| e^{i\beta t} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

et envisageons l'équation suivante:

$$(4) \quad (\lambda'_1 x_1 - Y_1) \frac{dz}{dx_1} + (\lambda'_2 x_2 - Y_2) \frac{dz}{dx_2} + \dots + (\lambda'_n x_n - Y_n) \frac{dz}{dx_n} = \lambda'_1 z.$$

Dans cette équation $\frac{dz}{dt}$ n'entre plus; nous pouvons donc regarder t comme un paramètre arbitraire et $x_1, x_2, \dots, x_n$ comme les seules variables indépendantes. Si donc les quantités $\lambda'_1, \lambda'_2, \dots, \lambda'_n$ satisfont aux conditions que nous avons énoncées plus haut, l'équation (4) (qui est de même forme que l'équation (2)) admettra une intégrale holomorphe.

Nous supposons

$$\lambda'_1 = \lambda'_2 = \dots = \lambda'_n.$$

Nous supposons de plus λ'_1 réel est positif.

Cela posé soit

$$(5) \quad z = \sum A_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{i\beta t} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

une série satisfaisant formellement à l'équation (3). Comment pourra-t-on calculer les coefficients A par récurrence.

En écrivant l'équation (3) sous la forme

$$\frac{dz}{dt} + \lambda_1 x_1 \frac{dz}{dx_1} + \dots + \lambda_n x_n \frac{dz}{dx_n} - \lambda_1 z = Y_1 \frac{dz}{dx_1} + Y_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + Y_n \frac{dz}{dx_n}$$

§ 3. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 209
et en identifiant les deux membres on trouve:

$$A_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} [\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n - \lambda_1] = P[C, A],$$

$P[C, A]$ étant un polynôme entier à coefficients positifs par rapport aux C et aux coefficients A déjà calculés.

Soit maintenant

$$(26) \quad z = \sum A'_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{(\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n) x_1^{a_1} x_2^{a_2} \dots x_n^{a_n}}$$

une série satisfaisant à l'équation (24). Pour calculer les coefficients A' nous écrirons l'équation (24) sous la forme:

$$\lambda'_1 x_1 \frac{dz}{dx_1} + \lambda'_2 x_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + \lambda'_n x_n \frac{dz}{dx_n} - \lambda'_1 z = Y_1 \frac{dz}{dx_1} + Y_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + Y_n \frac{dz}{dx_n}.$$

En identifiant les deux membres, nous trouverons:

$$A'_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} [\lambda'_1 \alpha_1 + \lambda'_2 \alpha_2 + \dots + \lambda'_n \alpha_n - \lambda'_1] = P[|C|, A'].$$

$P[|C|, A']$ ne diffère de $P[C, A]$ que parce que les C sont remplacés par leurs modules et les A par les A' .

Les λ' étant réels positifs ainsi que les coefficients du polynôme P , les A' seront aussi réels et positifs.

Pour que l'on ait ensuite:

$$|A_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n}| < A'_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n},$$

il suffit que l'on ait toujours:

$$\lambda'_1 \alpha_1 + \lambda'_2 \alpha_2 + \dots + \lambda'_n \alpha_n - \lambda'_1 < |\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n - \lambda_1|$$

ou

$$(27) \quad \lambda'_1 < \left| \frac{\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 (\alpha_1 - 1) + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n}{(\alpha_1 - 1) + \alpha_2 + \dots + \alpha_n} \right|.$$

Si l'on a choisi λ'_1 de façon à satisfaire à l'inégalité (27), on aura donc

$$|A| < A'.$$

Or la série (26) converge, donc il en sera de même de la série (25). Ainsi donc pour que la série (25) converge, il suffit qu'on puisse

trouver une quantité positive λ'_i satisfaisant à l'inégalité (27) pour toutes les valeurs entières et positives des α , et pour toutes les valeurs entières positives et négatives de β .

Commençons par remarquer que le second membre de l'inégalité (27) est toujours plus grand que:

$$(28) \quad \left| \frac{\beta\sqrt{-1} + \lambda_1(\alpha_1 - 1) + \lambda_2\alpha_2 + \dots + \lambda_n\alpha_n}{|\beta| + (\alpha_1 - 1) + \alpha_2 + \dots + \alpha_n} \right|.$$

Il suffira donc que λ'_i soit plus petit que l'expression (28). Or cette expression (28) est le module d'une certaine quantité imaginaire représentée par un certain point G . Or il est aisé de voir que ce point G n'est autre chose que le centre de gravité des $n + 2$ masses suivantes:

1° n masses égales respectivement à $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ et situées respectivement aux points $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$;

2° une masse égale à $|\beta|$ et située soit au point $+\sqrt{-1}$ soit au point $-\sqrt{-1}$;

3° une masse égale à -1 située au point λ_1 .

Toutes ces masses sont positives à l'exception de la dernière.

Il faut chercher la condition pour que la distance OG soit toujours supérieure à une certaine limite λ'_i .

Composons d'abord les $n + 1$ premières masses; nous obtiendrons une masse:

$$M = \alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n + |\beta|$$

située en un certain point G' et comme ces $n + 1$ premières masses sont positives, le point G' sera située à l'intérieur de l'un ou de l'autre des deux polygones convexes qui enveloppent, le premier les $n + 1$ points

$$\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n \text{ et } +\sqrt{-1},$$

et le second les $n + 1$ points

$$\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n \text{ et } -\sqrt{-1}.$$

Si aucun de ces polygones convexes ne contient l'origine, on pourra assigner à la distance OG' une limite inférieure μ et écrire:

$$OG' > \mu.$$

Il reste à composer la masse M située en G' et la masse -1 située

§ 3. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 211
 en λ_1 . On obtiendra ainsi une masse $M-1$ située en G . On aura évidemment:

$$OG > OG' - GG',$$

$$GG' = \frac{G\lambda_1}{M-1} < \frac{OG'}{M-1} + \frac{O\lambda_1}{M-1},$$

d'où

$$OG > OG' \frac{M-2}{M-1} - \frac{O\lambda_1}{M-1} > \mu \frac{M-2}{M-1} - \frac{O\lambda_1}{M-1}.$$

Si donc:

$$M > \frac{3\alpha + 2O\lambda_1}{\mu}$$

l'inégalité

$$(\#9) \quad OG > \frac{\mu}{2}$$

sera satisfaite.

Il n'y a donc qu'un nombre fini de combinaisons des nombres entiers:

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta$$

pour lesquelles l'inégalité (#9) pourrait ne pas être satisfaite.

Si pour aucune de ces combinaisons OG n'est nul, nous serons certains de pouvoir assigner à OG une limite inférieure λ_1 .

Nous sommes donc conduits à la règle suivante:

Pour que l'équation (#3) admette une intégrale développable suivant les puissances des x et périodique par rapport à t , il suffit:

1° qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ et $+\sqrt{-1}$, le second aux points $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ et $-\sqrt{-1}$, ne contienne l'origine,

2° qu'il n'y ait entre les quantités λ aucune relation de la forme

$$\beta\sqrt{-1} + \alpha_1\lambda_1 + \alpha_2\lambda_2 + \dots + \alpha_n\lambda_n = \lambda_1,$$

les α étant entiers positifs et β entier positif ou négatif.

C'est là une généralisation du théorème démontré dans ma thèse. Or de ce théorème découlaient un certain nombre de conséquences. Voyons si on pourra en tirer de semblables du théorème généralisé.

Nous allons pour cela suivre absolument la même marche que dans la thèse citée.

Considérons l'équation:

$$(10) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = 0,$$

obtenue en supprimant le second membre de l'équation (23).

Considérons en outre l'équation:

$$(23) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z$$

et l'équation:

$$(11) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_2 z.$$

Si les λ satisfont aux conditions que nous venons d'énoncer, l'équation (23) admettra une intégrale

$$z = T_1$$

où T_1 est ordonné suivant les puissances des x et périodique par rapport à t .

De même l'équation (11) admettra une intégrale

$$z = T_2$$

où T_2 est de même forme que T_1 .

On en conclut que l'équation (10) admet comme intégrale particulière:

$$T_1^{\frac{1}{\lambda_1}} T_2^{-\frac{1}{\lambda_2}}.$$

Comme on peut dans le second membre de (23) remplacer successivement $\lambda_1 z$, par $\lambda_2 z, \lambda_3 z, \dots, \lambda_n z$ et qu'on obtient ainsi $n - 1$ équations

§ 5. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 213
 analogues à l'équation $(\frac{11}{4})$, on peut conclure que l'équation $(\frac{10}{4})$ admet
 $n - 1$ intégrales particulières

$$T_1^{\frac{1}{2}} T_2^{-\frac{1}{2}}, T_1^{\frac{1}{2}} T_3^{-\frac{1}{2}}, \dots, T_1^{\frac{1}{2}} T_n^{-\frac{1}{2}}$$

où $T_1, T_2, \dots, T_n$ sont de même forme que T_1 .

Pour avoir l'intégrale générale de $(\frac{10}{4})$, il faudrait posséder encore
 une n° intégrale particulière. Pour cela considérons l'équation:

$$(\frac{12}{4}) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = z.$$

Cette équation admettra comme intégrale particulière $z = e^t$.

Nous en concluons que l'équation $(\frac{10}{4})$ admet comme intégrales
 particulières

$$T_1 e^{-t}, T_2 e^{-t}, \dots, T_n e^{-t},$$

de sorte que l'intégrale générale de cette équation $(\frac{10}{4})$ sera:

$$z = \text{fonction arbitraire de } (T_1 e^{-t}, T_2 e^{-t}, \dots, T_n e^{-t}).$$

En d'autres termes les équations différentielles:

$$(\frac{10'}{4}) \quad dt = \frac{dx_1}{X_1} = \frac{dx_2}{X_2} = \dots = \frac{dx_n}{X_n}$$

admettront comme intégrale générale

$$T_1 = K_1 e^{t}, \quad T_2 = K_2 e^{t}, \quad \dots, \quad T_n = K_n e^{t},$$

$K_1, K_2, \dots, K_n$ étant n constantes d'intégration.

Ce théorème peut être regardé comme la généralisation de celui que
 j'ai démontré à la page 70 de ma thèse.

Supposons maintenant que nous cherchions à déterminer les p pre-
 mières variables x à savoir

$$x_1, x_2, \dots, x_p$$

en fonctions des $n - p$ autres à savoir

$$x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$$

et de t , à l'aide des équations suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_1}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_1}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_1}{dx_n} &= X_1, \\ (13) \quad \frac{dx_2}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_2}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_2}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_2}{dx_n} &= X_2, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{dx_p}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_p}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_p}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_p}{dx_n} &= X_p. \end{aligned}$$

Il est aisé de voir que l'intégrale générale des équations (13) s'écrira:

$$(14) \quad \varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_p = 0,$$

$\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_p$ représentant p fonctions arbitraires de

$$T_1 e^{-i\lambda t}, T_2 e^{-i\lambda t}, \dots, T_n e^{-i\lambda t}.$$

Prenons en particulier:

$$\varphi_1 = T_1 e^{-i\lambda t}, \quad \varphi_2 = T_2 e^{-i\lambda t}, \quad \dots, \quad \varphi_p = T_p e^{-i\lambda t}.$$

Les équations (14) s'écriront:

$$(14') \quad T_1 = T_2 = \dots = T_p = 0.$$

Des équations (14') on pourra tirer $x_1, x_2, \dots, x_p$ en fonctions de $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$ et t et on verra que ce sont des fonctions holomorphes par rapport à $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$ et périodiques par rapport à t .

Donc les équations (13) admettent une solution développable suivant les puissances croissantes de $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$ et suivant les sinus et cosinus des multiples de t .

Ce théorème est démontré quand les λ satisfont aux conditions énoncées plus haut; voyons comment on pourra l'étendre aux cas où ces conditions ne sont pas remplies. Je suivrai pour cela la même marche que dans la 4^{me} partie de mes recherches sur les courbes définies par les équations différentielles (Journal de Liouville, 4^{me} série, T. 2, pages 156—157).

Proposons-nous de calculer les coefficients de l'intégrale holomorphe

§4. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 215

des équations ⁽¹³⁾~~(25)~~ (à supposer que cette intégrale existe) et à cet effet écrivons ces équations ⁽¹⁴⁾~~(25)~~ sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \text{(25')} \quad \frac{dx_i}{dt} + \lambda_{p+1} x_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + \lambda_{p+2} x_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + \lambda_n x_n \frac{dx_i}{dx_n} - \lambda_i x_i \\ = Y_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + Y_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + Y_n \frac{dx_i}{dx_n} - Y_i, \quad (i=1, 2, \dots, p) \end{aligned}$$

Soit:

$$Y_i = \sum C_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{\beta \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

une quelconque des fonctions $Y_1, Y_2, \dots, Y_n$, ainsi que nous l'avons supposé plus haut, et proposons-nous de calculer les p fonctions

$$x_1, x_2, \dots, x_p$$

sous la forme

$$\text{(25'')} \quad x_i = \sum A_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{\beta \sqrt{-1}} x_{p+1}^{\alpha_1} x_{p+2}^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Pour calculer les coefficients A par récurrence, substituons les séries ⁽¹⁵⁾~~(25)~~ dans les équations ⁽¹⁴⁾~~(25)~~ et identifions les deux membres. Nous aurons pour calculer $A_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n}$ l'équation suivante:

$$\begin{aligned} A_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} (\beta \sqrt{-1} + \alpha_{p+1} \lambda_{p+1} + \alpha_{p+2} \lambda_{p+2} + \dots + \alpha_n \lambda_n - \lambda_i) \\ = P[C, (-C), A], \end{aligned}$$

$P[C, (-C), A]$ étant un polynôme entier à coefficients positifs par rapport aux coefficients C de

$$Y_{p+1}, Y_{p+2}, \dots, Y_n,$$

aux coefficients C de Y_i changés de signe et aux coefficients A déjà calculés.

Pour qu'aucun des coefficients A ne devienne infini nous devons donc d'abord supposer qu'il n'y ait entre les λ aucune relation de la forme:

$$\text{(26')} \quad \beta \sqrt{-1} + \alpha_{p+1} \lambda_{p+1} + \alpha_{p+2} \lambda_{p+2} + \dots + \alpha_n \lambda_n - \lambda_i = 0$$

où les α sont entiers positifs et β entier positif ou négatif.

Cela posé soit λ' une quantité positive que nous déterminerons plus complètement dans la suite.

40

Soit ensuite:

$$Y_i = \sum |C_{i, \beta, \alpha_{p+1}, \dots, \alpha_n}| e^{\beta \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

pour

$$i = p + 1, p + 2, \dots, n$$

et

$$Y_i = - \sum |C_{i, \beta, \alpha_{p+1}, \dots, \alpha_n}| e^{\beta \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

pour $i = 1, 2, \dots, p$.

Formons les équations

$$\begin{aligned} & \left(\frac{13^a}{23^{20}} \right) \lambda x_{p+1} \frac{dx_1}{dx_{p+1}} + \lambda x_{p+1} \frac{dx_1}{dx_{p+2}} + \dots + \lambda x_n \frac{dx_1}{dx_n} - \lambda x_1 \\ & = Y_{p+1} \frac{dx_1}{dx_{p+1}} + Y_{p+2} \frac{dx_1}{dx_{p+2}} + \dots + Y_n \frac{dx_1}{dx_n} - Y_1. \quad (a=1, 2, \dots, p) \end{aligned}$$

Cherchons à satisfaire aux équations $\left(\frac{13^a}{23^{20}} \right)$ à l'aide de séries de la forme suivante

$$\left(\frac{15^1}{25^7} \right) x_1 = \sum B_{i, \beta, \alpha_{p+1}, \dots, \alpha_n} e^{\beta \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_{p+1}} x_2^{\alpha_{p+2}} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Les coefficients B nous seront donnés par les équations suivantes:

$$B_{i, \beta, \alpha_{p+1}, \dots, \alpha_n} [\lambda(\alpha_{p+1} + \alpha_{p+2} + \dots + \alpha_n - 1)] = P[|C|, |C|, B]$$

où $P[|C|, |C|, B]$ diffère de $P[C, (-C), A]$ en ce que les coefficients C et $-C$ y sont remplacés par leurs modules, et les coefficients A par les B correspondants.

On en conclut que tous les B sont positifs et que chaque B est plus grand que le module du A correspondant.

Il suffit pour cela d'une seule condition, c'est que:

$$\lambda(\alpha_{p+1} + \alpha_{p+2} + \dots + \alpha_n - 1) < |\beta \sqrt{-1} + \alpha_{p+1} \lambda_{p+1} + \alpha_{p+2} \lambda_{p+2} + \dots + \alpha_n \lambda_n - \lambda_1|.$$

Si cette condition est remplie chacun des termes de la série $\left(\frac{13^a}{23^{20}} \right)$ sera plus petit que le terme correspondant de la série $\left(\frac{15^1}{25^7} \right)$ et comme cette dernière converge, la série $\left(\frac{13^a}{23^{20}} \right)$ convergera également.

Il suffit pour cela que l'on puisse trouver une quantité positive λ' assez petite pour que l'on ait toujours:

$$\lambda < \left| \frac{\beta \sqrt{-1} + a_{p+1} \lambda_{p+1} + \dots + a_n \lambda_n - \lambda_i}{a_{p+1} + \dots + a_n - 1} \right|$$

c'est à dire, d'après ce que nous avons vu plus haut, qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$ et $+\sqrt{-1}$, le second aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$ et $-\sqrt{-1}$, ne contienne l'origine.

Si donc aucun de ces deux polygones convexes ne contient l'origine, s'il n'y a entre les λ aucune relation de la forme (26), les équations (23) admettront une intégrale particulière de la forme suivante:

$$x_1 = \varphi_1(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t),$$

$$x_2 = \varphi_2(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t),$$

$$\dots \dots \dots$$

$$x_p = \varphi_p(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t),$$

les φ étant développables suivant les puissances de $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$ et les sinus et cosinus des multiples de t .

Cela posé envisageons les équations:

$$(20'') \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n.$$

Ces équations sont de même forme que les équations (20'); la seule différence, c'est que les λ n'ont pas des valeurs qui satisfont aux conditions suffisantes énoncées plus haut pour que l'équation (13) ait une intégrale holomorphe.

Nous allons nous proposer de trouver non pas la solution générale des équations (20''), mais une solution contenant $n - p$ constantes arbitraires.

Parmi les équations (20''), je considère en particulier les suivantes:

$$(27) \quad \frac{dx_{p+1}}{dt} = X_{p+1}, \quad \frac{dx_{p+2}}{dt} = X_{p+2}, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n.$$

J'écris en outre les équations:

$$(28) \quad x_i = \varphi_i(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t), \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

les φ_i étant les intégrales holomorphes des équations (23) définies plus haut.

Il est évident que si $x_1, x_2, \dots, x_n$ sont n fonctions de t qui satisfont aux équations (27) et (28), elles satisferont également aux équations (20).

Dans les équations (27) substituons à la place de $x_1, x_2, \dots, x_p$ leurs valeurs (28), ces équations deviendront:

$$\begin{aligned} \frac{dx_{p+1}}{dt} &= \lambda_{p+1}x_{p+1} + Z_{p+1}, & \frac{dx_{p+2}}{dt} &= \lambda_{p+2}x_{p+2} + Z_{p+2}, & \dots \\ & \dots, & \frac{dx_n}{dt} &= \lambda_n x_n + Z_n, \end{aligned}$$

$Z_{p+1}, Z_{p+2}, \dots, Z_n$ étant des séries développées suivant les puissances de $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$, dont tous les termes sont du 2^d degré au moins et dont les coefficients sont des fonctions périodiques de t .

Ces équations (29) sont de la même forme que les équations (20); leur intégrale générale sera donc de la forme suivante:

$$T_{p+1} = K_{p+1}e^{i\lambda_{p+1}t}, \quad T_{p+2} = K_{p+2}e^{i\lambda_{p+2}t}, \quad \dots, \quad T_n = K_n e^{i\lambda_n t},$$

où $K_{p+1}, \dots, K_n$ sont des constantes d'intégration, où $T_{p+1}, \dots, T_n$ sont des séries développées suivant les puissances des x et les sinus et cosinus des multiples de t .

Les équations

$$(30) \quad \begin{aligned} T_i &= 0, & (i=1, 2, \dots, p) \\ T_s &= K_s e^{i\lambda_s t}, & (s=p+1, p+2, \dots, n) \end{aligned}$$

nous donnent donc une intégrale des équations (20) dépendant des $n-p$ constantes arbitraires $K_{p+1}, K_{p+2}, \dots, K_n$.

Pour obtenir cette intégrale sous forme explicite, il faut résoudre ces équations (30) par rapport à $x_1, x_2, \dots, x_n$; on trouve ainsi:

$$\begin{aligned} x_1 &= \phi_1(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \\ x_2 &= \phi_2(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \\ &\dots \dots \dots \\ x_n &= \phi_n(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \end{aligned}$$

les ϕ étant des séries développées suivant les puissances de

$$K_{p+1}e^{i\lambda_{p+1}t}, K_{p+2}e^{i\lambda_{p+2}t}, \dots, K_{\lambda}e^{i\lambda t}$$

et suivant les sinus et cosinus des multiples de t .

Ces séries sont convergentes, pourvu qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_{\lambda}$ et $+\sqrt{-1}$, et le second aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_{\lambda}$ et $-\sqrt{-1}$, ne contienne l'origine et qu'il n'y ait entre les λ aucune relation de la forme $(\frac{p}{q})$.

C'est donc là une nouvelle démonstration du théorème fondamental du § 5 (1^{re} partie, chapitre III).

Cette démonstration fait ressortir l'analogie de ce théorème avec ceux que j'ai énoncés dans ma thèse et en particulier avec celui-ci:

Dans le voisinage d'un point singulier, les solutions d'une équation différentielle sont développables suivant les puissances de $t, t^{\frac{1}{2}}, t^{\frac{1}{3}}, \dots, t^{\frac{1}{n}}$.

J'avais d'abord démontré ce théorème (que j'ai ensuite rattaché aux idées générales qui ont inspiré ma thèse) par une voie assez différente dans le 45^e Cahier du Journal de l'École Polytechnique et M. PICARD y avait été conduit indépendamment par d'autres considérations (Comptes Rendus 1878).

Note F.

Sur les surfaces asymptotiques.

J'ai donné dans les § 3, 3 et 4 (2^{me} partie, chapitre I) la manière de trouver l'équation des surfaces asymptotiques et de démontrer que ces surfaces sont fermées.

On peut apporter quelques simplifications dans les calculs par lesquels on arrive à l'équation des surfaces asymptotiques. D'autre part, pour dé-

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \sum \left(2 \frac{dT dy_i}{dy_i dx} + y_i \frac{d^2 T}{dy_i dy_i} \frac{dy_i}{dx} - \frac{dx_i dU}{dx dx_i} - 2 x_i \frac{d^2 U}{dx_i dx_i} \frac{dx_i}{dx} \right) dx + 3(C_1 - C_2).$$

Mais en vertu du théorème des fonctions homogènes on a:

$$\sum_i y_i \frac{d^2 T}{dy_i dy_i} = \frac{dT}{dy_i}, \quad \sum_i x_i \frac{d^2 U}{dx_i dx_i} = -2 \frac{dU}{dx_i},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left(3 \frac{dT dy_i}{dy_i dx} + 3 \frac{dU dx_i}{dx_i dx} \right) dx + 3(C_1 - C_2)$$

ou

$$\frac{dJ}{dt} = 3 \int (dT + dU) + 3(C_1 - C_2).$$

Or d'après la définition de C_1 et C_2 on a

$$C_2 - C_1 = \int dF = \int (dT + dU).$$

Il vient donc

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

C. Q. F. D.

~~Noté~~

me

§4. Intégration des

~~sur les~~ équations linéaires à coefficients périodiques.

On sait qu'une fonction de x périodique et de période 2π peut se développer en une série de la forme suivante

$$(1) \quad f(x) = A_0 + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + \dots + A_n \cos nx + \dots \\ + B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + \dots + B_n \sin nx + \dots$$

J'ai montré dans le Bulletin astronomique (novembre 1886) que

et de même:

$$\theta_{1,1}(t) = B_1 \phi_{1,1}(t) + B_2 \phi_{2,1}(t) + \dots + B_n \phi_{n,1}(t)$$

on ait:

$$\theta_{1,1}(t + 2\pi) = S_1 \theta_{1,1}(t)$$

et de même:

$$\theta_{1,1}(t + 2\pi) = S_1 \theta_{1,1}(t).$$

Posons:

$$S_1 = e^{2\pi i \lambda_1},$$

il viendra:

$$e^{-\alpha_1(t+2\pi)} \theta_{1,1}(t + 2\pi) = S_1 e^{-\alpha_1 t} \theta_{1,1}(t) = e^{-\alpha_1 t} \theta_{1,1}(t).$$

Cette équation exprime que:

$$e^{-\alpha_1 t} \theta_{1,1}(t)$$

est une fonction périodique que nous pourrons développer en une série trigonométrique:

$$\lambda_{1,1}(t).$$

Si les fonctions périodiques $\phi_{i,1}(t)$ sont analytiques, il en sera de même des solutions des équations différentielles (2) et de $\lambda_{1,1}(t)$. La série $\lambda_{1,1}(t)$ sera donc absolument et uniformément convergente.

De même

$$e^{-\alpha_1 t} \theta_{1,1}(t)$$

sera une fonction périodique qu'on pourra représenter par une série trigonométrique:

$$\lambda_{1,1}(t).$$

Nous avons donc une solution particulière des équations (2) qui s'écrit:

$$(6) \quad x_1 = e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,1}(t), \quad x_2 = e^{\alpha_2 t} \lambda_{2,1}(t), \quad \dots, \quad x_n = e^{\alpha_n t} \lambda_{n,1}(t).$$

A chaque racine de l'équation (5) correspond une solution de la forme (6).

§4 Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 193
et à la limite (pour $\alpha_2 = \alpha_1$);

$$x_1 = C_1 e^{i\lambda_{1,1}} + C_2 e^{i\lambda_{1,1}} [t\lambda_{1,1} + \lim \lambda'(t)].$$

On verrait que la limite de $\lambda(t)$ pour $\alpha_2 = \alpha_1$ est encore une série trigonométrique absolument et uniformément convergente.

Ainsi l'effet de la présence d'une racine double dans l'équation (5) a été d'introduire dans la solution des termes de la forme suivante:

$$e^{i\lambda(t)}.$$

$\lambda(t)$ étant une série trigonométrique.

On verrait sans peine qu'une racine triple introduirait des termes de la forme:

$$e^{i\lambda(t)} t^2 \lambda(t)$$

et ainsi de suite.

Je n'insiste pas sur tous ces points de détail. Ces résultats sont bien connus par les travaux de MM. FLOQUET, CALLANDREAU, BRUNS, STIELTJES et si j'ai donné ici la démonstration in extenso pour le cas général, c'est que son extrême simplicité me permettait de la faire en quelques mots.

CHÂPITRE II.

Théorie des invariants intégraux.

§5 Propriétés diverses des équations de la dynamique.

Soit F une fonction d'une double série de variables:

$$x_1, x_2, \dots, x_n,$$

$$y_1, y_2, \dots, y_n$$

et du temps t .

Supposons que l'on ait les équations différentielles:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}.$$

Si f_1 et f_2 peuvent être développés suivant les puissances croissantes de x , y et z , ces équations admettront une solution de la forme suivante:

$$y = \varphi_1(x), \quad z = \varphi_2(x),$$

φ_1 et φ_2 étant des séries développées suivant les puissances croissantes de x et s'annulant avec x .

Pour le démontrer, CAUCHY remplace les deux fonctions f_1 et f_2 par une expression de la forme:

$$f(x, y, z) = \frac{M}{(1 - \alpha x)(1 - \beta y)(1 - \gamma z)},$$

en choisissant M, α, β, γ de façon que chaque terme de f ait un plus grand coefficient (en valeur absolue) que le terme correspondant de f_1 et de f_2 . En remplaçant ainsi f_1 et f_2 par f , on augmente les coefficients de φ_1 et de φ_2 , et comme ces deux séries sont convergentes après ce changement, elles devaient l'être également avant ce changement.

Tel est le principe fondamental du calcul des limites dont CAUCHY a fait d'ailleurs beaucoup d'autres applications et que plusieurs géomètres ont notablement perfectionné depuis.

Le plus grand de ces perfectionnements est dû à M. WEIERSTRASS qui a remplacé la fonction $f(x, y, z)$ de CAUCHY par une autre plus simple qui peut jouer le même rôle.

Ecrivons les équations (1) sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= f_1(x, y, z), \\ \frac{dz}{dt} &= f_2(x, y, z), \\ \frac{dx}{dt} &= f(x, y, z) = 1. \end{aligned} \quad (1')$$

Remplaçons-y ensuite f, f_1 et f_2 par la fonction de M. WEIERSTRASS

$$f(x, y, z) = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)};$$

elles deviendront:

$$(2) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)}.$$

Considérons deux solutions infiniment voisines de ces équations:

$$x_1, x_2, \dots, x_n, y_1, y_2, \dots, y_n,$$

$$x_1 + \xi_1, x_2 + \xi_2, \dots, x_n + \xi_n, y_1 + \eta_1, y_2 + \eta_2, \dots, y_n + \eta_n,$$

les ξ et les η étant assez petits pour qu'on puisse négliger leurs carrés.

Les ξ et les η satisferont alors aux équations différentielles linéaires

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \eta_k, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= -\sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \xi_k - \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \eta_k, \end{aligned}$$

qui sont les équations aux variations des équations (1).

Soit ξ'_i, η'_i une autre solution de ces équations linéaires de sorte que:

$$(2') \quad \begin{aligned} \frac{d\xi'_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \xi'_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \eta'_k, \\ \frac{d\eta'_i}{dt} &= -\sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \xi'_k - \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \eta'_k. \end{aligned}$$

Multiplions les équations (2) et (2') respectivement par $\eta'_i, -\xi'_i, -\eta_i, \xi_i$ et faisons la somme de toutes ces équations, il viendra:

$$\begin{aligned} &\sum_i \left(\eta'_i \frac{d\xi_i}{dt} - \xi'_i \frac{d\eta_i}{dt} - \eta_i \frac{d\xi'_i}{dt} + \xi_i \frac{d\eta'_i}{dt} \right) = \\ &\sum_i \sum_k \left(\xi_i \eta'_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \eta_i \eta'_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \xi_i \xi'_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} + \eta_i \xi'_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \right) \\ &- \sum_i \sum_k \left(\eta_i \xi'_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \eta_i \eta'_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \xi_i \xi'_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} + \xi_i \eta'_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \right) \end{aligned}$$

ou

$$\sum \frac{d}{dt} [\eta'_i \xi_i - \xi'_i \eta_i] = 0$$

ou enfin

$$(3) \quad \eta'_1 \xi_1 - \xi'_1 \eta_1 + \eta'_2 \xi_2 - \xi'_2 \eta_2 + \dots + \eta'_n \xi_n - \xi'_n \eta_n = \text{constante.}$$

Voilà une relation qui lie entre elles deux solutions quelconques des équations linéaires (2).

Il est aisé de trouver d'autres relations analogues.
Considérons quatre solutions des équations (2)

$$\xi_i, \xi'_i, \xi''_i, \xi'''_i,$$

$$\eta_i, \eta'_i, \eta''_i, \eta'''_i.$$

Considérons ensuite la somme des déterminants:

$$\sum_i \sum_k \begin{vmatrix} \xi_i & \xi'_i & \xi''_i & \xi'''_i \\ \eta_i & \eta'_i & \eta''_i & \eta'''_i \\ \xi_k & \xi'_k & \xi''_k & \xi'''_k \\ \eta_k & \eta'_k & \eta''_k & \eta'''_k \end{vmatrix},$$

où les indices i et k varient depuis 1 jusqu'à n . On vérifierait sans peine que cette somme est encore une constante.

Plus généralement si l'on forme à l'aide de $2p$ solutions des équations (2) la somme de déterminants:

$$\sum_{\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p} |\xi_{\alpha_1} \eta_{\alpha_1} \xi_{\alpha_2} \eta_{\alpha_2} \dots \xi_{\alpha_p} \eta_{\alpha_p}|,$$

$$(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p = 1, 2, \dots, n)$$

cette somme sera une constante.

En particulier, le déterminant formé par les valeurs des $2n$ quantités ξ et η dans $2n$ solutions des équations (2) sera une constante.

Ces considérations permettent de trouver une solution des équations (2) quand on en connaît une intégrale et réciproquement.

Supposons en effet que

$$\xi_i = \alpha_i, \quad \eta_i = \beta_i$$

soit une solution particulière des équations (2) et désignons par ξ_i et η_i une solution quelconque de ces mêmes équations. On devra avoir:

$$\sum \xi_i \beta_i - \eta_i \alpha_i = \text{const.}$$

ce qui sera une intégrale des équations (2).

Réciproquement soit

$$\sum A_i \xi_i + \sum B_i \eta_i = \text{const.}$$

une intégrale des équations (2), on devra avoir:

$$\sum_i \frac{dA_i}{dt} \xi_i + \sum_i \frac{dB_i}{dt} \eta_i + \sum_i A_i \left[\sum_i \frac{d^2 F}{dy_i dx_i} \xi_i + \sum_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_i} \eta_i \right] - \sum_i B_i \left[\sum_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_i} \xi_i + \sum_i \frac{d^2 F}{dx_i dy_i} \eta_i \right] = 0,$$

d'où en identifiant

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dt} &= - \sum_i \frac{d^2 F}{dy_i dx_i} A_i + \sum_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_i} B_i, \\ \frac{dB_i}{dt} &= - \sum_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_i} A_i + \sum_i \frac{d^2 F}{dx_i dy_i} B_i, \end{aligned}$$

ce qui montre que:

$$\xi_i = B_i, \quad \eta_i = -A_i$$

est une solution particulière des équations (2).

Si maintenant:

$$\Phi(x_i, y_i, t) = \text{const.}$$

est une intégrale des équations (1),

$$\sum_i \frac{d\Phi}{dx_i} \xi_i + \sum_i \frac{d\Phi}{dy_i} \eta_i = \text{const.}$$

sera une intégrale des équations (2), et par conséquent:

$$\xi_i = \frac{d\Phi}{dy_i}, \quad \eta_i = -\frac{d\Phi}{dx_i}$$

sera une solution particulière de ces équations.

Si $\Phi = \text{const.}$, $\Phi_i = \text{const.}$ sont deux intégrales des équations (1), on aura

$$\sum \left(\frac{d\Phi d\Phi_i}{dx_i dy_i} - \frac{d\Phi d\Phi_i}{dy_i dx_i} \right) = \text{const.}$$

C'est le théorème de Poisson.

Considérons le cas particulier où les x désignent les coordonnées rectangulaires de n points dans l'espace; nous les désignerons par la notation à double indice:

$$x_{11}, x_{21}, x_{31},$$

le premier indice se rapportant aux trois axes rectangulaires de coordonnées et le second indice aux n points matériels. Soit m_i la masse du i^{e} point matériel. On aura alors:

$$m_i \frac{d^2 x_{ii}}{dt^2} = \frac{dV}{dx_{ii}},$$

V étant la fonction des forces.

On aura alors pour l'équation des forces vives:

$$F = \sum \frac{m_i}{2} \left(\frac{dx_{ii}}{dt} \right)^2 - V = \text{const.}$$

Poseons ensuite:

$$y_{ii} = m_i \frac{dx_{ii}}{dt},$$

d'où

(1)

$$F = \sum \frac{y_{ii}^2}{2m_i} - V = \text{const.}$$

et

(1')

$$\frac{dx_{ii}}{dt} = \frac{dF}{dy_{ii}}, \quad \frac{dy_{ii}}{dt} = -\frac{dF}{dx_{ii}}.$$

Soit:

(2)

$$x_{ii} = \varphi_{ii}(t), \quad y_{ii} = m_i \varphi'_{ii}(t)$$

une solution de ces équations (1'), une autre solution sera:

$$x_{ii} = \varphi_{ii}(t + h), \quad y_{ii} = m_i \varphi'_{ii}(t + h),$$

h étant une constante quelconque.

En regardant h comme infiniment petit, on obtiendra une solution des équations (2') qui correspondent à (1') comme les équations (2) correspondent à (1):

$$\xi_{ii} = h \varphi'_{ii}(t) = h \frac{y_{ii}}{m_i}, \quad \eta_{ii} = h m_i \varphi''_{ii}(t) = h \frac{dV}{dx_{ii}},$$

h désignant un facteur constant très petit que l'on peut supprimer quand on ne considère que les équations linéaires (2').

Connaissant une solution:

$$\xi = \frac{y}{m}, \quad \eta = \frac{dV}{dx}$$

de ces équations, on peut déduire une intégrale:

$$\sum \frac{y\eta}{m} - \sum \frac{dV}{dx} \xi = \text{const.}$$

Mais cette même intégrale s'obtient très aisément en différentiant l'équation des forces vives (1).

Si les points matériels sont soustraits à toute action extérieure, on peut déduire de la solution (1) une autre solution:

$$\begin{aligned} x_{11} &= \varphi_{11}(t) + h + kt, & y_{11} &= m_1 \varphi'_{11}(t) + m_1 k, \\ x_{21} &= \varphi_{21}(t), & y_{21} &= m_2 \varphi'_{21}(t), \\ x_{31} &= \varphi_{31}(t), & y_{31} &= m_3 \varphi'_{31}(t), \end{aligned}$$

h et k étant des constantes quelconques. En regardant ces constantes comme infiniment petites, on obtient deux solutions des équations (2')

$$\begin{aligned} \xi_{11} &= 1, & \xi_{21} &= \xi_{31} = \eta_{11} = \eta_{21} = \eta_{31} = 0, \\ \xi_{11} &= t, & \xi_{21} &= \xi_{31} = \eta_{21} = \eta_{31} = 0, & \eta_{11} &= m_1. \end{aligned}$$

On obtient ainsi deux intégrales de (2')

$$\begin{aligned} \sum \eta_{11} &= \text{const.}, \\ \sum \eta_{11} t - \sum m_i \xi_{11} &= \text{const.} \end{aligned}$$

On peut obtenir ces intégrales en différentiant les équations du mouvement du centre de gravité:

$$\begin{aligned} \sum m_i x_{11} &= t \sum y_{11} + \text{const.}, \\ \sum y_{11} &= \text{const.} \end{aligned}$$

Si l'on fait tourner la solution (1) d'un angle ω autour de l'axe des z , on obtient une autre solution:

$$\begin{aligned}x_{11} &= \varphi_{11} \cos \omega - \varphi_{21} \sin \omega, & \frac{y_{11}}{m_1} &= \varphi'_{11} \cos \omega - \varphi'_{21} \sin \omega, \\x_{21} &= \varphi_{11} \sin \omega + \varphi_{21} \cos \omega, & \frac{y_{21}}{m_1} &= \varphi'_{11} \sin \omega + \varphi'_{21} \cos \omega, \\x_{31} &= \varphi_{31}, & \frac{y_{31}}{m_1} &= \varphi'_{31}.\end{aligned}$$

En regardant ω comme infiniment petit, on trouve comme solution de (2')

$$\begin{aligned}\xi_{11} &= -x_{21}, & \eta_{11} &= -y_{21}, \\ \xi_{21} &= x_{11}, & \eta_{21} &= y_{11}, \\ \xi_{31} &= 0, & \eta_{31} &= 0,\end{aligned}$$

d'où l'intégrale de (2')

$$\sum_i (x_{1i} \eta_{2i} - y_{1i} \xi_{2i} - x_{2i} \eta_{1i} + y_{2i} \xi_{1i}) = \text{const.}$$

que l'on pouvait obtenir aussi en différentiant l'intégrale des aires de (1')

$$\sum (x_1 y_2 - x_2 y_1) = \text{const.}$$

Supposons maintenant que la fonction V soit homogène et de degré -1 par rapport aux x ce qui est le cas de la nature.

Les équations (1') ne changeront pas quand on multipliera t par λ^2 , les x par λ^3 et les y par λ^{-1} , λ étant une constante quelconque. De la solution (4) on déduira donc la solution suivante:

$$x_{11} = \lambda^2 \varphi_{11} \left(\frac{t}{\lambda^2} \right), \quad y_{11} = \lambda^{-1} m_1 \varphi'_{11} \left(\frac{t}{\lambda^2} \right).$$

Si l'on regarde λ comme très voisin de l'unité, on obtiendra comme solution des équations (2')

$$\xi_{11} = 2\varphi_{21} - 3t\varphi'_{21}, \quad \eta_{11} = -m_1\varphi'_{21} - 3m_1 t\varphi''_{21},$$

ou

$$\begin{aligned}(\frac{1}{2}) \quad \xi_{11} &= 2x_{21} - 3t \frac{y_{21}}{m_1}, & \eta_{11} &= -y_{21} - 3t \frac{dV}{dx_{21}},\end{aligned}$$

d'où l'intégrale suivante des équations (2'), laquelle, à la différence de celles que nous avons envisagées jusqu'ici, ne peut être obtenue en différenciant une intégrale connue des équations (1'):

$$\Sigma (2x_{ii}\dot{x}_{ii} + y_{ii}\dot{z}_{ii}) = 3t \left[\Sigma \left(\frac{y_{ii}\dot{z}_{ii}}{w_{ii}} - \frac{dV}{dx_{ii}} \dot{z}_{ii} \right) \right] + \text{const.}$$

§ 6. Définition des invariants intégraux.

Considérons un système d'équations différentielles:

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i,$$

X_i étant une fonction donnée de $x_1, x_2, \dots, x_n$. Si l'on a:

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.},$$

cette relation s'appelle une intégrale des équations données. Le premier membre de cette relation peut s'appeler un invariant puisqu'il n'est pas altéré quand on augmente les x_i d'accroissements infiniment petits dx_i compatibles avec les équations différentielles.

Soit maintenant

$$x'_1, x'_2, \dots, x'_n$$

une autre solution des mêmes équations différentielles, de telle façon que l'on ait:

$$\frac{dx'_i}{dt} = X'_i,$$

X'_i étant une fonction formée avec $x'_1, x'_2, \dots, x'_n$ comme X_i l'était avec $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Il pourra se faire qu'on ait entre les $2n$ quantités x et x' , une relation:

$$F_1(x_1, x_2, \dots, x_n, x'_1, x'_2, \dots, x'_n) = \text{const.}$$

Le premier membre F_1 pourra encore s'appeler un invariant de nos équations différentielles, mais au lieu de dépendre d'une seule solution de ces équations, il dépendra de deux solutions.

57

On peut supposer que $x_1, x_2, \dots, x_n$ représentent les coordonnées d'un point dans l'espace à n dimensions et que les équations différentielles données définissent la loi du mouvement de ce point. Si l'on considère deux solutions de ces équations, on aura deux points mobiles différents, se mouvant d'après une même loi définie par nos équations différentielles. L'invariant P_1 sera alors une fonction des coordonnées de ces deux points, qui dans le mouvement de ces deux points conservera sa valeur initiale.

On pourrait évidemment de même, au lieu de deux points mobiles, en envisager trois ou même un plus grand nombre.

Supposons maintenant que l'on considère une infinité de points mobiles et que les positions initiales de ces points forment un certain arc de courbe C dans l'espace à n dimensions.

Quand on se donne la position initiale d'un point mobile et les équations différentielles qui définissent la loi de son mouvement, la position du point à un instant quelconque se trouve entièrement déterminé.

Si donc nous savons que nos points mobiles, en nombre infini, forment à l'origine des temps un arc C , nous connaîtrons leurs positions à un instant t quelconque et nous verrons que les points mobiles à l'instant t forment dans l'espace à n dimensions un nouvel arc de courbe C' . Nous sommes donc en présence d'un arc de courbe qui se déplace en se déformant, parce que ses différents points se meuvent conformément à la loi définie par les équations différentielles données.

Supposons maintenant que dans ce déplacement et cette déformation l'intégrale suivante:

$$\int (Y_1 dx_1 + Y_2 dx_2 + \dots + Y_n dx_n) = \int \sum Y_i dx_i$$

(où les Y sont des fonctions données des x et qui est étendue à tout l'arc de courbe) ne change pas de valeur. Cette intégrale sera encore pour nos équations différentielles un invariant, dépendant non plus d'un, de deux ou de trois, mais d'une infinité de points mobiles. Pour indiquer quelle en est la forme, je l'appellerai un invariant intégral.

De même on pourrait imaginer qu'une intégrale de la forme:

$$\int \sqrt{\sum Y_a dx_a dx_a},$$

étendue à tout l'arc de courbe, demeure invariable; ce serait encore un invariant intégral.

On peut imaginer également des invariants intégraux qui soient définis par des intégrales doubles ou multiples.

Imaginons qu'on considère un fluide en mouvement permanent et de telle sorte que les trois composantes X, Y, Z de la vitesse d'une molécule quelconque soient des fonctions données des trois coordonnées x, y, z de cette molécule. Alors on pourra dire que la loi du mouvement d'une quelconque des molécules du fluide est définie par les équations différentielles:

$$\frac{dx}{dt} = X, \quad \frac{dy}{dt} = Y, \quad \frac{dz}{dt} = Z.$$

On sait que l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0$$

exprime que le fluide est incompressible. Supposons donc que les fonctions X, Y, Z satisfassent à cette équation et considérons un ensemble de molécules occupant à l'origine des temps un certain volume. Les molécules se déplaceront, mais, en vertu de l'incompressibilité du fluide, le volume qu'elles occuperont demeurera invariable. En d'autres termes le volume, c'est à dire l'intégrale triple:

$$\iiint dx dy dz$$

sera un invariant intégral. Plus généralement si l'on envisage les équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

et que l'on ait la relation:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{dX_i}{dx_i} = 0,$$

l'intégrale d'ordre n

$$\int dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

que je continuerai à appeler le volume, sera un invariant intégral.

C'est ce qui arrivera en particulier pour les équations générales de la dynamique; car si l'on considère ces équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i},$$

il est aisé de voir que

$$\sum \frac{d\left(\frac{dF}{dy_i}\right)}{dx_i} + \sum \frac{d\left(-\frac{dF}{dx_i}\right)}{dy_i} = 0.$$

Mais en ce qui concerne ces équations générales de la dynamique, il y a outre le volume, un autre invariant intégral qui nous sera encore plus utile. Nous avons vu en effet que:

$$\sum (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i) = \text{const.}$$

Cela traduit dans notre nouveau langage signifie que l'intégrale double

$$\iint \sum dx_i dy_i$$

est un invariant intégral.

Pour exprimer ce résultat d'une autre manière, prenons le cas du problème des n corps.

Nous représenterons la situation du système des n corps par la position de $3n$ points dans un plan. Le premier point aura pour abscisse l' x du premier corps et pour ordonnée la projection sur l'axe des x de la quantité de mouvement de ce corps; le second point aura pour abscisse l' y de ce même corps et pour ordonnée la projection sur l'axe des y de sa quantité de mouvement et ainsi de suite.

Imaginons une double infinité de situations initiales du système. A chacune d'elles correspond une position de nos $3n$ points et si l'on considère l'ensemble de ces situations, on verra que ces $3n$ points remplissent $3n$ aires planes.

Si maintenant le système se déplace conformément à la loi de l'attraction, les $3n$ points qui représentent sa situation vont aussi se déplacer; les $3n$ aires planes que je viens de définir vont donc se déformer, mais leur somme demeurera constante.

Le théorème sur la conservation du volume n'est qu'une conséquence de celui qui précède.

Ainsi que je la
démontrai plus loin

SP.

Il y a dans le cas du problème des n corps, un autre invariant intégral sur lequel je veux attirer l'attention.

Considérons une simple infinité de positions initiales du système formant un arc de courbe dans l'espace à $6n$ dimensions. Soient C_0 et C_1 les valeurs de la constante des forces vives aux deux extrémités de cet arc. L'expression

$$\int \Sigma (2x_i dy_i + y_i dx_i) + 3(C_1 - C_0)t$$

H je démontrerais plus loin que l'expression.

(où l'intégrale est étendue à l'arc de courbe tout entier et où le temps n'entre plus si $C_1 = C_0$) est encore un invariant intégral; on peut d'ailleurs en déduire aisément les autres invariants intégraux dont il a été question plus haut.

Nous dirons qu'un invariant intégral est du 1^{er} ordre, du 2^d ordre, ou du n^{e} ordre selon qu'il sera une intégrale simple, double, ou d'ordre n .

Parmi les invariants intégraux nous distinguerons les *invariants positifs* que nous définirons comme il suit.

L'invariant intégral d'ordre n

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

57 sera un invariant positif dans un certain domaine, si M est une fonction de $x_1, x_2, \dots, x_n$ qui reste positive, finie et uniforme dans ce domaine.

Il me reste à démontrer les divers résultats que je viens d'énoncer; cette démonstration peut se faire par un calcul très simple.

~~§ 2. Transformation des invariants intégraux.~~

Reprenons nos équations différentielles

(1) $\frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n$

et supposons que l'on ait

(2) $\frac{d(MX_1)}{dx_1} + \frac{d(MX_2)}{dx_2} + \dots + \frac{d(MX_n)}{dx_n} = 0,$

de telle sorte que l'intégrale d'ordre n

$$J = \int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

soit un invariant intégral.

Changeons de variables en posant:

$$(3) \quad \begin{aligned} x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ &\dots \dots \dots \\ x_n &= \phi_n(z_1, z_2, \dots, z_n), \end{aligned}$$

et appelons Δ le déterminant fonctionnel des n fonctions ϕ par rapport aux n variables z .

Nous aurons après le changement de variables:

$$J = \int M \Delta dz_1 dz_2 \dots dz_n.$$

Si l'invariant J était positif avant le changement de variables, il restera positif après ce changement, pourvu que Δ soit toujours positif, fini et uniforme.

Comme en permutant deux des variables z , on change le signe de Δ , il nous suffira de supposer que Δ est toujours de même signe ou qu'il ne s'annule jamais. Il devra de plus être toujours fini et uniforme. Cela arrivera si le changement de variables (3) est doublement univoque, c'est à dire si dans le domaine considéré les x sont fonctions uniformes des z et les z fonctions uniformes des x .

Ainsi après un changement de variables doublement univoque, les invariants positifs restent positifs.

Voici un cas particulier intéressant:

Supposons que l'on connaisse une intégrale des équations (1)

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = C.$$

Prenons pour variables nouvelles $z_n = C$ d'une part et d'autre part $n-1$ autres variables $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$. Il arrivera souvent qu'on pourra choisir $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$ de telle sorte que ce changement de variables soit doublement univoque dans le domaine considéré.

On peut raisonner de la même manière sur a et e et par conséquent, on peut dire:

Le grand axe (et il en est de même de l'excentricité) varie entre deux limites et la différence entre la limite supérieure et la limite inférieure est du même ordre de grandeur que $\sqrt{\mu}$.

Note C.

Sur les invariants intégraux.

Soit:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n$$

un système d'équations différentielles où $X_1, X_2, \dots, X_n$ sont des fonctions de $x_1, x_2, \dots, x_n$ telles que:

$$(2) \quad \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} = 0.$$

Soit une solution de ce système d'équations dépendant de n constantes arbitraires:

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n.$$

Cette solution s'écrira

$$x_1 = \varphi_1(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n),$$

$$x_2 = \varphi_2(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n),$$

$$\dots \dots \dots$$

$$x_n = \varphi_n(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n).$$

Il s'agit de démontrer que l'intégrale

$$J = \int dx_1 dx_2 \dots dx_n = \int \Delta d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n$$

où

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{dx_1}{da_1} & \frac{dx_2}{da_1} & \dots & \frac{dx_n}{da_1} \\ \frac{dx_1}{da_2} & \frac{dx_2}{da_2} & \dots & \frac{dx_n}{da_2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{dx_1}{da_n} & \frac{dx_2}{da_n} & \dots & \frac{dx_n}{da_n} \end{vmatrix}$$

est une constante.

On a en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \frac{d\Delta}{dt} da_1 da_2 \dots da_n$$

et

$$\frac{d\Delta}{dt} = \Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_n,$$

 Δ_k étant le déterminant Δ dans la k^{e} colonne duquel on a remplacé:

$$\frac{dx_k}{da_1}, \frac{dx_k}{da_2}, \dots, \frac{dx_k}{da_n}$$

par

$$\frac{d^2 x_k}{da_i dt}, \frac{d^2 x_k}{da_i dt}, \dots, \frac{d^2 x_k}{da_n dt},$$

Mais on a

$$\frac{dx_k}{dt} = X_k,$$

d'où:

$$\frac{d^2 x_k}{da_i dt} = \frac{dX_k}{dx_i} \frac{dx_i}{da_i} + \frac{dX_k}{dx_i} \frac{dx_i}{da_i} + \dots + \frac{dX_k}{dx_i} \frac{dx_i}{da_i}.$$

On déduit de là:

$$\Delta_k = \Delta \frac{dX_k}{dx_i},$$

d'où

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= \int (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_n) da_1 da_2 \dots da_n \\ &= \int \left(\frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} \right) \Delta da_1 da_2 \dots da_n = 0. \end{aligned}$$

C. Q. F. D.

Supposons maintenant qu'au lieu de la relation (2) nous ayons:

$$(2') \quad \frac{dMX_1}{dx_1} + \frac{dMX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dMX_n}{dx_n} = 0,$$

M étant une fonction quelconque de $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Je dis que

$$J = \int M dx_1 dx_2 \dots dx_n = \int M \Delta da_1 da_2 \dots da_n$$

est une constante.

On a en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \left(\Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} \right) da_1 da_2 \dots da_n.$$

Il faut montrer que:

$$\Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} = 0.$$

On a en effet (en vertu des équations (1))

$$\frac{dM}{dt} = X_1 \frac{dM}{dx_1} + X_2 \frac{dM}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dM}{dx_n}$$

et (d'après ce que nous venons de voir):

$$\frac{d\Delta}{dt} = \Delta \left(\frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} \right).$$

Il vient donc:

$$\Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} = \Delta \left(\frac{dMX_1}{dx_1} + \frac{dMX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dMX_n}{dx_n} \right) = 0.$$

C. Q. F. D.

Passons maintenant aux équations de la dynamique.

Soient les équations

$$(1') \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i} \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Soit une solution contenant deux constantes arbitraires α et β et s'écrivant:

$$x_i = \varphi_i(t, \alpha, \beta),$$

$$y_i = \phi_i(t, \alpha, \beta).$$

Je dis que:

$$J = \int (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2 + \dots + dx_n dy_n) = \int \sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{dx_i dy_i}{d\alpha d\beta} - \frac{dx_i dy_i}{d\beta d\alpha} \right) d\alpha d\beta$$

est une constante.

Il vient en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left(\frac{d^2 x_i dy_i}{dt d\alpha d\beta} + \frac{d^2 y_i dx_i}{dt d\beta d\alpha} - \frac{d^2 x_i dy_i}{dt d\beta d\alpha} - \frac{d^2 y_i dx_i}{dt d\alpha d\beta} \right) d\alpha d\beta.$$

Il vient ensuite:

$$\frac{d^2 x_i}{dt d\alpha} = \sum_1 \frac{d^2 F}{dy_i dx_i} \frac{dx_i}{d\alpha} + \sum_2 \frac{d^2 F}{dy_i dy_i} \frac{dy_i}{d\alpha},$$

$$\frac{d^2 x_i}{dt d\beta} = \sum_1 \frac{d^2 F}{dy_i dx_i} \frac{dx_i}{d\beta} + \sum_2 \frac{d^2 F}{dy_i dy_i} \frac{dy_i}{d\beta},$$

$$\frac{d^2 y_i}{dt d\alpha} = -\sum_1 \frac{d^2 F}{dx_i dx_i} \frac{dx_i}{d\alpha} - \sum_2 \frac{d^2 F}{dx_i dy_i} \frac{dy_i}{d\alpha},$$

$$\frac{d^2 y_i}{dt d\beta} = -\sum_1 \frac{d^2 F}{dx_i dx_i} \frac{dx_i}{d\beta} - \sum_2 \frac{d^2 F}{dx_i dy_i} \frac{dy_i}{d\beta}.$$

On conclut de là que:

$$\begin{aligned} & \sum \left(\frac{d^2 x_i dy_i}{dt d\alpha d\beta} - \frac{d^2 y_i dx_i}{dt d\alpha d\beta} \right) \\ &= \sum \sum \left(\frac{d^2 F}{dy_i dx_i} \frac{dx_i dy_i}{d\alpha d\beta} + \frac{d^2 F}{dy_i dy_i} \frac{dy_i dy_i}{d\alpha d\beta} + \frac{d^2 F}{dx_i dx_i} \frac{dx_i dx_i}{d\alpha d\beta} + \frac{d^2 F}{dx_i dy_i} \frac{dx_i dy_i}{d\beta d\alpha} \right). \end{aligned}$$

Le second membre ne change pas quand on permute α et β , on a donc:

$$\sum \left(\frac{d^2 x_i dy_i}{dt d\alpha d\beta} - \frac{d^2 y_i dx_i}{dt d\alpha d\beta} \right) = \sum \left(\frac{d^2 x_i dy_i}{dt d\beta d\alpha} - \frac{d^2 y_i dx_i}{dt d\beta d\alpha} \right).$$

Cette égalité exprime que la quantité sous le signe $\int$ dans l'expression de $\frac{dJ}{dt}$ est nulle et par conséquent que

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

C. Q. F. D.

Il me reste à envisager le dernier des invariants intégraux qui se présente dans le cas du problème des n corps.

Reprenons les équations de la dynamique, mais en posant:

$$F = T + U,$$

T ne dépendant que des y et U des x seulement. De plus T est homogène de degré 2 et U homogène de degré -1 .

Prenons une solution

$$x_i = \varphi_i(t, \alpha), \quad y_i = \psi_i(t, \alpha)$$

ne dépendant que d'une seule constante arbitraire α .

Considérons l'intégrale simple:

$$J = \int \sum \left(2x_i \frac{dy_i}{d\alpha} + y_i \frac{dx_i}{d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_2)t,$$

C_1 et C_2 étant les valeurs constantes de la fonction F aux extrémités de l'arc le long duquel on intègre.

Il vient:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left(2 \frac{dx_i}{dt} \frac{dy_i}{d\alpha} + \frac{dy_i}{dt} \frac{dx_i}{d\alpha} + 2x_i \frac{d^2 y_i}{dt d\alpha} + y_i \frac{d^2 x_i}{dt d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_2).$$

Il vient:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i} = \frac{dT}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dU}{dx_i},$$

$$\frac{d^2 x_i}{dt d\alpha} = \sum_j \frac{d^2 T}{dy_i dy_j} \frac{dy_j}{d\alpha}, \quad \frac{d^2 y_i}{dt d\alpha} = -\sum_j \frac{d^2 U}{dx_i dx_j} \frac{dx_j}{d\alpha},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \sum \left(2 \frac{dT dy_i}{dy_i da} + y_i \frac{d^2 T}{dy_i dy_i da} - \frac{dx_i dU}{da dx_i} - 2 x_i \frac{d^2 U}{dx_i dx_i da} \right) da + 3(C_1 - C_0).$$

Mais en vertu du théorème des fonctions homogènes on a:

$$\sum_i y_i \frac{d^2 T}{dy_i dy_i} = \frac{dT}{dy_i}, \quad \sum_i x_i \frac{d^2 U}{dx_i dx_i} = -2 \frac{dU}{dx_i},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left(3 \frac{dT dy_i}{dy_i da} + 3 \frac{dU dx_i}{dx_i da} \right) da + 3(C_1 - C_0)$$

ou

$$\frac{dJ}{dt} = 3 \int (dT + dU) + 3(C_1 - C_0).$$

Or d'après la définition de C_1 et C_0 on a

$$C_0 - C_1 = \int dF = \int (dT + dU).$$

Il vient donc

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

C. Q. F. D.

Note D.

Sur les équations linéaires à coefficients périodiques.

On sait qu'une fonction de x périodique et de période 2π peut se développer en une série de la forme suivante

$$f(x) = A_0 + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + \dots + A_n \cos nx + \dots \\ + B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + \dots + B_n \sin nx + \dots$$

J'ai montré dans le Bulletin astronomique (novembre 1886) que

Il y a dans le cas du problème des n corps, un autre invariant intégral sur lequel je veux attirer l'attention.

Considérons une simple infinité de positions initiales du système formant un arc de courbe dans l'espace à $6n$ dimensions. Soient C_0 et C_1 les valeurs de la constante des forces vives aux deux extrémités de cet arc. L'expression,

$$\int \sum (x_i dy_i + y_i dx_i) + 3(C_1 - C_0)t$$

(où l'intégrale est étendue à l'arc de courbe tout entier et où le temps n'entre plus si $C_1 = C_0$) est encore un invariant intégral; on peut d'ailleurs en déduire aisément les autres invariants intégraux dont il a été question plus haut.

Nous dirons qu'un invariant intégral est du 1^{er} ordre, du 2^e ordre, ... ou du n^e ordre selon qu'il sera une intégrale simple, double, ... ou d'ordre n .

Parmi les invariants intégraux nous distinguerons les *invariants positifs* que nous définirons comme il suit.

L'invariant intégral d'ordre n

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

sera un invariant positif dans un certain domaine, si M est une fonction de $x_1, x_2, \dots, x_n$ qui reste positive, finie et uniforme dans ce domaine.

§ 3. Transformation des invariants intégraux.

Reprenons nos équations différentielles

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n$$

et supposons que l'on ait

$$(2) \quad \frac{d(MX_1)}{dx_1} + \frac{d(MX_2)}{dx_2} + \dots + \frac{d(MX_n)}{dx_n} = 0,$$

de telle sorte que l'intégrale d'ordre n

$$J = \int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

soit un invariant intégral.

Changeons de variables en posant:

$$(3) \quad \begin{aligned} x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ &\dots \dots \dots \\ x_n &= \phi_n(z_1, z_2, \dots, z_n), \end{aligned}$$

et appelons Δ le déterminant fonctionnel des n fonctions ϕ par rapport aux n variables z .

Nous aurons après le changement de variables:

$$J = \int M \Delta dz_1 dz_2 \dots dz_n.$$

Si l'invariant J était positif avant le changement de variables, il restera positif après ce changement, pourvu que Δ soit toujours positif, fini et uniforme.

Comme en permutant deux des variables z , on change le signe de Δ , il nous suffira de supposer que Δ est toujours de même signe ou qu'il ne s'annule jamais. Il devra de plus être toujours fini et uniforme. Cela arrivera si le changement de variables (3) est doublement univoque, c'est à dire si dans le domaine considéré les x sont fonctions uniformes des z et les z fonctions uniformes des x .

Ainsi après un changement de variables doublement univoque, les invariants positifs restent positifs.

Voici un cas particulier intéressant:

Supposons que l'on connaisse une intégrale des équations (1)

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = C.$$

Prenons pour variables nouvelles $z_n = C$ d'une part et d'autre part $n - 1$ autres variables $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$. Il arrivera souvent qu'on pourra choisir $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$ de telle sorte que ce changement de variables soit doublement univoque dans le domaine considéré.

Après le changement de variables, les équations (1) deviendront:

$$(4) \quad \frac{dz_1}{dt} = Z_1, \quad \frac{dz_2}{dt} = Z_2, \quad \dots, \quad \frac{dz_{n-1}}{dt} = Z_{n-1}, \quad \frac{dz_n}{dt} = Z_n = 0,$$

$Z_1, Z_2, \dots, Z_{n-1}$ étant des fonctions connues de $z_1, z_2, \dots, z_n$. Si l'on regarde la constante $C = z_n$ comme une donnée de la question, les équations sont réduites à l'ordre $n - 1$ et s'écrivent:

$$(4') \quad \frac{dz_1}{dt} = Z_1, \quad \dots, \quad \frac{dz_{n-1}}{dt} = Z_{n-1},$$

les fonctions Z ne dépendant plus que de $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$ puisque z_n y a été remplacé par sa valeur numérique.

Si les équations (1) admettent un invariant positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n,$$

les équations (4) admettront également un invariant positif:

$$J = \int \mu dz_1 dz_2 \dots dz_{n-1} dz_n.$$

Je dis maintenant que les équations (4') qui sont d'ordre $n - 1$ admettent également un invariant intégral positif qui devra être d'ordre $n - 1$.

En effet, dire que J est un invariant intégral c'est dire que

$$\frac{d(\mu Z_1)}{dz_1} + \frac{d(\mu Z_2)}{dz_2} + \dots + \frac{d(\mu Z_n)}{dz_n} = 0$$

ou puisque Z_n est nul,

$$\frac{d(\mu Z_1)}{dz_1} + \frac{d(\mu Z_2)}{dz_2} + \dots + \frac{d(\mu Z_{n-1})}{dz_{n-1}} = 0,$$

ce qui prouve que l'intégrale d'ordre $n - 1$

$$\int \mu dz_1 dz_2 \dots dz_{n-1}$$

est un invariant pour les équations (4').

Jusqu'ici nous avons fait porter les changements de variables sur les fonctions inconnues $x_1, x_2, \dots, x_n$, mais nous avons conservé le temps

t qui est notre variable indépendante. Nous allons supposer maintenant que l'on pose:

$$t = \varphi(t_1)$$

et que nous prenions t_1 comme nouvelle variable indépendante.

Les équations (1) deviennent alors:

$$(5) \quad \frac{dx_i}{dt_1} = X_i = X_i \frac{d\varphi}{dt_1} = X_i \frac{dt}{dt_1} \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Si les équations (1) ont un invariant intégral d'ordre n

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

65) on devra avoir

$$\sum \frac{d}{dx_i} (MX_i) = 0,$$

ce qui peut s'écrire

$$\sum \frac{d}{dx_i} \left(M \frac{dt}{dt_1} X_i \right) = 0.$$

Cela montre que

$$\int M \frac{dt}{dt_1} dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

est un invariant intégral pour les équations (5).

Pour que cette transformation puisse être utile, il faut que t et t_1 soient liés de telle sorte que $\frac{dt}{dt_1}$ puisse être regardé comme une fonction connue, finie, continue et uniforme de $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Supposons par exemple que nous prenions pour nouvelle variable indépendante:

$$x_n = t_1.$$

Il vient alors

$$\frac{dt}{dt_1} = X_n$$

et les équations (5) s'écrivent

$$\frac{dx_1}{dt_1} = \frac{X_1}{X_n}, \quad \frac{dx_2}{dt_1} = \frac{X_2}{X_n}, \quad \dots, \quad \frac{dx_{n-1}}{dt_1} = \frac{X_{n-1}}{X_n}, \quad \frac{dx_n}{dt_1} = 1,$$

§7. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 29
et elles admettent comme invariant intégral:

$$\int MX_n dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

De même si nous prenons pour nouvelle variable indépendante:

$$t_1 = \theta(x_1, x_2, \dots, x_n),$$

θ étant une fonction quelconque de $x_1, x_2, \dots, x_n$, le nouvel invariant intégral s'écrira:

$$\int M \left(\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \dots + \frac{d\theta}{dx_n} X_n \right) dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

Il est à remarquer que la forme et la signification d'un invariant intégral est beaucoup plus profondément modifiée quand on change la variable indépendante appelée temps que quand le changement de variables porte seulement sur les fonctions inconnues $x_1, x_2, \dots, x_n$, car alors les lois du mouvement du point représentatif P se trouvent complètement transformées.

Supposons $n = 3$ et regardons x_1, x_2, x_3 comme les coordonnées d'un point P dans l'espace. L'équation:

$$\theta(x_1, x_2, x_3) = 0$$

représentera une surface. Considérons une portion quelconque de cette surface et appelons S cette portion de surface.

Je supposerai qu'en tous les points de S on a

$$\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \frac{d\theta}{dx_3} X_3 \leq 0.$$

Il en résulte que la portion de surface S n'est tangente à aucune trajectoire. Je dirai alors que S est une surface sans contact.

Soit P_0 un point de S ; par ce point passe une trajectoire. Si cette trajectoire prolongée vient recouper S en un point P_1 , je dirai que P_1 est le *conséquent* de P_0 . A son tour P_1 peut avoir un conséquent P_2 que j'appellerai le *second conséquent* de P_0 et ainsi de suite.

Si on considère une courbe C tracée sur S , les n^{es} conséquents des divers points de cette courbe formeront une autre courbe C' que j'appel-

lerai la n^{e} conséquent de C . On définirait de la même façon l'aire qui est n^{e} conséquent d'une aire donnée faisant partie de S .

Je ne m'occuperai que du cas où θ n'est pas une fonction uniforme de x_1, x_2 et x_3 , mais une fonction susceptible d'une infinité de valeurs dont la différence est un multiple de 2π . Je prendrai par exemple:

$$\theta = \arcsin \frac{x}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}} = \arctg \frac{x_2}{x_1}.$$

Cela posé, soit une portion de surface sans contact S ayant pour équation $\theta = 0$; soit C une courbe fermée tracée sur cette surface et limitant une aire A ; soient C' et A' les premières conséquentes, C^n et A^n les n^{e} conséquentes de C et de A .

Par chacun des points de C passe une trajectoire que je prolonge depuis sa rencontre avec C jusqu'à sa rencontre avec C' . L'ensemble de ces trajectoires formera une surface trajectoire T .

Je considère le volume V limité par la surface trajectoire T et par les deux aires A et A' . Supposons qu'il y ait un invariant positif

$$J = \int M dx_1 dx_2 dx_3.$$

J'étends cet invariant au volume V et j'écris que $\frac{dJ}{dt}$ est nul.

Soit $d\omega$ un élément de la surface S . Menons la normale à cet élément, prenons sur cette normale une longueur infiniment petite dn . Soit $\theta + \frac{d\theta}{dn} dn$ la valeur de θ à l'extrémité de cette longueur. Si l'on a mené la normale dans le sens des θ croissants, on aura

$$\frac{d\theta}{dn} > 0.$$

Posons:

$$\frac{\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \frac{d\theta}{dx_3} X_3}{\frac{d\theta}{dn}} = H,$$

on aura alors

$$\frac{dJ}{dt} = \int_A M H d\omega - \int_{A'} M H d\omega,$$

la première intégrale étant étendue à l'aire A' et la seconde à l'aire A .

L'intégrale

$$\int MH ds$$

conserve la même valeur qu'on l'étende à l'aire A , ou à A' , ou par conséquent à A'' . C'est donc un invariant intégral d'une nature particulière qui conserve la même valeur pour une aire quelconque ou pour l'une de ses conséquences.

Cet invariant est d'ailleurs positif, car par hypothèse, M , H et par conséquent MH sont positifs.

§ 9. Usage des invariants intégraux.

Ce qui fait l'intérêt des invariants intégraux, ce sont les théorèmes suivants dont nous ferons un fréquent usage.

Nous avons défini plus haut la stabilité en disant que le point mobile P doit rester à distance finie; on l'entend quelquefois dans un autre sens. Pour qu'il y ait stabilité, il faut que le point P revienne au bout d'un temps suffisamment long sinon à sa position initiale, du moins dans une position aussi voisine que l'on veut de cette position initiale.

Je dis que s'il y a un invariant positif, la stabilité dans le premier sens du mot entraîne la stabilité dans le second sens du mot, non pas pour toutes les trajectoires, mais pour une infinité d'entre elles. Je pourrais même ajouter que les trajectoires qui jouissent de cette propriété sont plus générales que celles qui n'en jouissent pas, précisément autant que les nombres incommensurables sont plus généraux que les nombres commensurables.

Supposons $n = 3$ et imaginons que x_1, x_2, x_3 représentent les coordonnées d'un point P dans l'espace.

Théorème I. Supposons que le point P reste à distance finie, et que le volume $\int dx_1 dx_2 dx_3$ soit un invariant intégral; si l'on considère une région r , quelconque, quelque petite que soit cette région, il y aura des trajectoires qui la traverseront une infinité de fois.

En effet le point P restant à distance finie, ne sortira jamais d'une région limitée R . L'appelle V le volume de cette région R .

Imaginons maintenant une région très petite r_0 , j'appelle v le volume de cette région. Par chacun des points de r_0 passe une trajectoire que l'on peut regarder comme parcourue par un point mobile suivant la loi définie par nos équations différentielles. Considérons donc une infinité de points mobiles remplissant au temps 0 la région r_0 et se mouvant ensuite conformément à cette loi. Au temps τ ils rempliront une certaine région r_1 , au temps 2τ une région r_2 , etc. au temps $n\tau$ une région r_n .

Le volume étant un invariant intégral, ces diverses régions $r_0, r_1, \dots, r_n$ auront même volume v . Si ces régions n'avaient aucun point commun, le volume total serait plus grand que nv ; mais d'autre part toutes ces régions sont intérieures à B , le volume total est donc plus petit que V . Si donc on a:

$$n > \frac{V}{v},$$

il faut que deux au moins de nos régions aient une partie commune. Soient r_p et r_q ces deux régions ($q > p$). Si r_p et r_q ont une partie commune, il est clair que r_p et r_{q-1} devront avoir une partie commune.

Plus généralement, si on ne pouvait trouver k régions ayant une partie commune, aucun point de l'espace ne pourrait appartenir à plus de $k-1$ des régions $r_0, r_1, \dots, r_n$. Le volume total occupé par ces régions serait donc plus grand que $\frac{nv}{k-1}$. Si donc on a

$$n > (k-1) \frac{V}{v},$$

il faut que l'on puisse trouver k régions ayant une partie commune. Soient:

$$r_0, r_1, \dots, r_{k-1}$$

ces régions. Alors

$$r_0, r_{n-k+1}, r_{n-k+2}, \dots, r_{n-1}$$

auront aussi une partie commune.

Mais reprenons la question à un autre point de vue. Pour employer la même nomenclature que dans le paragraphe précédent nous dirons que la région r_n est la n^{e} conséquente de r_0 et que r_0 est la n^{e} antécédente de r_n .

A je puis supposer
que τ est assez
grand et r_0 assez
petit pour que r_0 et
 r_n n'aient aucun
point commun.

H. Par analogie
avec la nomenclature
de J. Liouville

Il conviendrait de dire

H. Par analogie
avec la nomenclature
de J. Liouville



Corollaire - Il résulte de ce qui précède qu'il existe une infinité de trajectoires qui traversent une infinité de fois la région z_0 , mais il peut en exister d'autres qui ne traversent cette région qu'un nombre fini de fois. Je me propose maintenant d'expliquer pourquoi ces dernières trajectoires peuvent être regardées comme exceptionnelles.

Cette expression n'ayant par elle-même aucun sens précis, je suis obligé d'abord d'en compléter la définition.

Nous convenons de dire que la probabilité pour que la ^{position} position initiale du point mobile P appartienne à une certaine région z_0 est $\frac{1}{n}$ à la probabilité pour que cette position initiale appartienne à une autre région z'_0 dans le même rapport que le volume de z_0 au volume de z'_0 .

Les probabilités étant ainsi définies, je me propose d'établir que la probabilité pour qu'une trajectoire issue d'un point de z_0 ne traverse pas cette région plus de k fois est nulle, quelque grand que soit k et quelque petite que soit la région z_0 . C'est là ce que j'entends quand je dis que les trajectoires qui ne traversent z_0 qu'un nombre fini de fois sont exceptionnelles.

Soit $\mathcal{R}$ considérée les n régions z_0 et n consécutives $z_1, z_2, \dots, z_n$.

Je suppose que la position initiale du point P appartienne à z_0 et je me propose de calculer la probabilité pour que la trajectoire issue de ce point ne traverse pas $k+1$ fois la région z_0 depuis l'époque 0 jusqu'à l'époque $n\tau$.

Nous avons vu que le volume v de z_0 est tel que :

$$n \geq \frac{(k+1)V}{v} \quad m > \frac{kV}{v}$$

on pourra trouver $k+1$ régions que j'appellerai

$$z_0, z_{d_1}, z_{d_2}, \dots, z_{d_k}$$

et qui auront une partie commune. Soit $\mathcal{S}_0$ cette partie commune, soit s_0 son antécédente d'ordre d_0 , et désignons par s_k la p^{te} conséquente de s_0 .

Je dis que si la position initiale du point P appartient à s_0 , la trajectoire issue de ce point traversera $k+1$ fois au moins la région z_0 entre l'époque 0 et l'époque $n\tau$.

En effet le point mobile qui décrit cette trajectoire se trouvera à l'époque 0 dans la région s_0 , à l'époque $p\tau$ dans la région s_1 , à l'époque $m\tau$ dans la région s_k . Il traversera donc successivement dans les, entre les époques 0 et $n\tau$ les régions suivantes :

(forts. de n° 82)

L'intégrale

$$\int MH ds$$

conserve la même valeur qu'on l'étende à l'aire A , ou à A' , ou par conséquent à A'' . C'est donc un invariant intégral d'une nature particulière qui conserve la même valeur pour une aire quelconque ou pour l'une de ses conséquences.

Cet invariant est d'ailleurs positif, car par hypothèse, M , H et par conséquent MH sont positifs.

§ 4. Usage des invariants intégraux.

Ce qui fait l'intérêt des invariants intégraux, ce sont les théorèmes suivants dont nous ferons un fréquent usage.

Nous avons défini plus haut la stabilité en disant que le point mobile P doit rester à distance finie; on l'entend quelquefois dans un autre sens. Pour qu'il y ait stabilité, il faut que le point P revienne au bout d'un temps suffisamment long sinon à sa position initiale, du moins dans une position aussi voisine que l'on veut de cette position initiale.

Je dis que s'il y a un invariant positif, la stabilité dans le premier sens du mot entraîne la stabilité dans le second sens du mot, non pas pour toutes les trajectoires, mais pour une infinité d'entre elles. Je pourrais même ajouter que les trajectoires qui jouissent de cette propriété sont plus générales que celles qui n'en jouissent pas, précisément autant que les nombres incommensurables sont plus généraux que les nombres commensurables.

Supposons $n = 3$ et imaginons que x_1, x_2, x_3 représentent les coordonnées d'un point P dans l'espace.

Théorème I. Supposons que le point P reste à distance finie, et que le volume $\int dx_1 dx_2 dx_3$ soit un invariant intégral; si l'on considère une région r , quelconque, quelque petite que soit cette région, il y aura des trajectoires qui la traverseront une infinité de fois.

En effet le point P restant à distance finie, ne sortira jamais d'une région limitée R . J'appelle V le volume de cette région R .

Imaginons maintenant une région très petite r_0 , j'appelle v le volume de cette région. Par chacun des points de r_0 passe une trajectoire que l'on peut regarder comme parcourue par un point mobile suivant la loi définie par nos équations différentielles. Considérons donc une infinité de points mobiles remplissant au temps 0 la région r_0 et se mouvant ensuite conformément à cette loi. Au temps τ ils rempliront une certaine région r_1 , au temps 2τ une région r_2 , etc. au temps $n\tau$ une région r_n .

Le volume étant un invariant intégral, ces diverses régions $r_0, r_1, \dots, r_n$ auront même volume v . Si ces régions n'avaient aucun point commun, le volume total serait plus grand que nv ; mais d'autre part toutes ces régions sont intérieures à R , le volume total est donc plus petit que V . Si donc on a:

$$n > \frac{V}{v},$$

il faut que deux au moins de nos régions aient une partie commune. Soient r_p et r_q ces deux régions ($q > p$). Si r_p et r_q ont une partie commune, il est clair que r_p et r_{q-p} devront avoir une partie commune.

Plus généralement, si on ne pouvait trouver k régions ayant une partie commune, aucun point de l'espace ne pourrait appartenir à plus de $k-1$ des régions $r_0, r_1, \dots, r_n$. Le volume total occupé par ces régions serait donc plus grand que $\frac{nv}{k-1}$. Si donc on a

$$n > (k-1) \frac{V}{v},$$

il faut que l'on puisse trouver k régions ayant une partie commune. Soient:

$$r_1, r_2, \dots, r_k$$

ces régions. Alors

$$r_k, r_{2k-p}, r_{2k-p}, \dots, r_{n-p}$$

auront aussi une partie commune.

Mais reprenons la question à un autre point de vue. ~~Pour employer la même nomenclature que dans le~~ ^{Par analogie avec} paragraphe précédent nous ~~dirons~~ ^{disons} que la région r_n est la n^e conséquente de r_0 et que r_0 est la n^e antécédente de r_n .

Je puis supposer que v est assez grand et τ assez petit pour que r_0 et r_1 n'aient aucun point commun.

Il conviendrait de dire

Supposons alors que r_p soit la première des conséquentes successives de r_s qui ait une partie commune avec r_s . Soit r'_s cette partie commune; soit s'_p la p' antécédente de r'_s qui fera aussi partie de r_s puisque sa p' conséquente fait partie de r_p .

Soit ensuite r'_s la première des conséquentes de r'_s qui ait une partie commune avec r'_s ; soit r''_s cette partie commune; sa p'_1 antécédente fera partie de r'_s et par conséquent de r_s , et sa $p + p'_1$ antécédente que j'appellerai s''_p fera partie de s'_p et par conséquent de r_s .

Ainsi s''_p fera partie de r_s ainsi que ses p' et $p + p'_1$ conséquentes. Et ainsi de suite.

Avec r''_s nous formerons r'''_s comme nous avons formé r'_s avec r'_s et r'_s avec r_s ; nous formerons ensuite $r''''_s, \dots, r''''_s, \dots$

Je supposerai que la première des conséquentes successives de r'_s qui ait une partie commune avec r'_s soit celle d'ordre p_1 .

J'appellerai s'_p l'antécédente d'ordre $p + p_1 + p_2 + \dots + p_{n-1}$ de r'_s .

Alors s'_p fera partie de r_s ainsi que ses n conséquentes d'ordre:

$$p, p + p_1, p + p_1 + p_2, \dots, p + p_1 + p_2 + \dots + p_{n-1}.$$

De plus s'_p fera partie de s''_p, s''_p de $s''_p, \dots$

Il y aura alors des points qui appartiendront à la fois aux régions $r_s, s'_p, s''_p, \dots, s''_p, s''_p, \dots$ ad. inf. L'ensemble de ces points formera une région σ qui pourra d'ailleurs se réduire à un ou à plusieurs points.

Alors la région σ fera partie de r_s ainsi que ses conséquentes d'ordre $p, p + p_1, \dots, p + p_1 + \dots + p_n, p + p_1 + \dots + p_n + p_{n+1}, \dots$ ad. inf.

En d'autres termes, toute trajectoire issue d'un des points de σ traversera une infinité de fois la région r_s .

C. Q. F. D.

*Has indigentes
note 4
sid 75*

+
Extension du théorème I. Nous avons supposé:

1° que $n = 3$,

2° que le volume est un invariant intégral,

3° que le point P est assujetti à rester à distance finie.

Le théorème est encore vrai si le volume n'est pas un invariant intégral, pourvu qu'il existe un invariant positif quelconque:

$$\int M dx_1 dx_2 dx_3.$$

75 §8.

Il est encore vrai si $n > 3$, s'il existe un invariant positif:

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

et si $x_1, x_2, \dots, x_n$, coordonnées du point P dans l'espace à n dimensions, sont assujetties à rester finies.

Mais il y a plus.

Supposons que $x_1, x_2, \dots, x_n$ ne soient plus assujetties à rester finies, mais que l'invariant intégral positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

étendu à l'espace à n dimensions tout entier ait une valeur finie. Le théorème sera encore vrai.

Voici un cas qui se présentera plus fréquemment.

Supposons que l'on connaisse une intégrale des équations (1)

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.}$$

Si $F = \text{const.}$ est l'équation générale d'un système de surfaces fermées dans l'espace à n dimensions, si en d'autres termes F est une fonction uniforme qui devient infinie quand une quelconque des variables $x_1, x_2, \dots, x_n$ cesse d'être finie, il est clair que $x_1, x_2, \dots, x_n$ resteront toujours finies, puisque F conserve une valeur constante finie; on se trouve donc dans les conditions de l'énoncé du théorème.

Mais supposons que les surfaces $F = \text{const.}$ ne soient pas fermées; il pourra se faire néanmoins que l'invariant intégral positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

étendu à tous les systèmes de valeurs des x tels que:

$$C_1 < F < C_2$$

ait une valeur finie; le théorème sera encore vrai.

C'est ce qui arrive en particulier dans le cas suivant.

M. HULT dans sa théorie de la lune a négligé dans une première

approximation la parallaxe du soleil, l'excentricité du soleil et l'inclinaison des orbites; il est ainsi arrivé aux équations suivantes:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= x', & \frac{dx'}{dt} &= 2n'y' - x\left(\frac{n}{\sqrt{(x^2 + y^2)^3}} - 3n'^2\right), \\ \frac{dy}{dt} &= y', & \frac{dy'}{dt} &= -2n'x' - \frac{ny}{\sqrt{(x^2 + y^2)^3}},\end{aligned}$$

qui admettent l'intégrale:

$$F = \frac{x'^2 + y'^2}{2} - \frac{n}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{3}{2}n'^2x^2 = \text{const.}$$

et l'invariant intégral

$$\int dx dy dx' dy'.$$

Si l'on regarde x, y, x' et y' comme les coordonnées d'un point dans l'espace à 4 dimensions, l'équation $F = \text{const.}$ représente un système de surfaces qui ne sont pas fermées. Mais l'invariant intégral étendu à tous les points compris entre deux de ces surfaces est fini, *comme nous allons le montrer.*

Le théorème I est donc encore vrai; c'est à dire qu'il existe des trajectoires qui traversent une infinité de fois toute région de l'espace à 4 dimensions, quelque petite que soit cette région.

++

Théorème II. Si $n = 3$ et que x_1, x_2, x_3 représentent les coordonnées d'un point dans l'espace ordinaire, et s'il y a un invariant positif, il ne peut pas y avoir de surface fermée sans contact.

Soit en effet

$$J = \int M dx_1 dx_2 dx_3$$

un invariant intégral positif. Supposons qu'il existe une surface S fermée et sans contact, ayant pour équation

$$F(x_1, x_2, x_3) = 0.$$

Soit V le volume limité par cette surface; nous étendrons l'invariant J à ce volume tout entier.

La surface S étant sans contact, l'expression:

$$\frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \frac{dF}{dx_3} X_3$$

*voir insérées
note 5
sid 83*

83 la 3m

ne pourra s'annuler et par conséquent changer de signe; nous la supposons positive pour fixer les idées.

Soit $d\omega$ un élément de la surface S ; menons la normale à cet élément du côté des F croissants; prenons sur cette normale un segment infiniment petit du . Soit $\frac{dF}{du} du$ la valeur de F à l'extrémité de ce segment. On aura:

$$\frac{dF}{du} > 0.$$

J étant un invariant, on devrait avoir

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

Mais nous trouvons

$$\frac{dJ}{dt} = \int M \frac{\frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \frac{dF}{dx_3} X_3}{\frac{dF}{du}} d\omega.$$

81 § 8

L'intégrale du second membre, étendue à toute la surface S , est positive puisque la fonction sous le signe $\int$ est toujours positive.

Nous arrivons donc à deux résultats contradictoires et nous devons conclure qu'il ne peut exister de surface fermée sans contact.

Extension du théorème II. Il est facile d'étendre ce théorème au cas de $n > 3$; il suffit pour cela, puisque la représentation géométrique n'est plus possible, de le traduire dans le langage analytique et de dire:

S'il y a un invariant intégral positif, il ne peut pas exister une fonction uniforme $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$ qui soit positive, qui devient infinie toutes les fois que l'un des x cesse d'être fini et qui soit telle que

$$\frac{dF}{dt} = \frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \dots + \frac{dF}{dx_n} X_n$$

soit toujours de même signe quand F est nul.

Pour faire comprendre l'importance de ce théorème, je me bornerai à faire observer que c'est une généralisation de celui dont ~~Poincaré~~ ~~ici~~ servi pour démontrer la légitimité de la belle méthode de M. LINDSTEDT.

Je préfère toutefois, au point de vue des applications ultérieures,

(Forts. id 88)

H je me suis

88. (forts. p. sid 75)

$$s_0, s_{x_1-x_{k-1}}, s_{x_2-x_{k-1}}, \dots, s_{x_1}, s_{x_2}, s_{x_3-x_1}, s_{x_4-x_1}, s_{x_5}$$

Or je dis que toute ces régions font partie de $\mathcal{R}_0$. En effet s_{x_k} fait partie de $\mathcal{R}_0$ par définition, s_0 fait partie de $\mathcal{R}_0$ parce que sa d'conséquence s_{x_k} fait partie de $\mathcal{R}_{x_k}$, et en général $s_{x_k-x_i}$ fera partie de $\mathcal{R}_0$ parce que sa d'conséquence s_{x_k} fait partie de $\mathcal{R}_{x_k}$.

Pour le point mobile traversera $k+1$ fois au moins la région $\mathcal{R}_0$.

C. P. F. D.

Soit maintenant $\mathcal{C}_0$ la région portion de $\mathcal{R}_0$ qui n'appartient ni à $\mathcal{D}_0$, ni à aucune région analogue, de telle façon que les trajectoires issues des divers points de $\mathcal{C}_0$ ne traversent pas la région $\mathcal{R}_0$ au moins $k+1$ fois entre les époques 0 et ∞ . Soit w le volume de $\mathcal{C}_0$.

La probabilité cherchée, c'est à dire la probabilité pour qu'une trajectoire ne traverse pas $k+1$ fois $\mathcal{R}_0$ entre ces deux époques sera alors $\frac{w}{V}$.

Or par hypothèse aucune trajectoire issue de $\mathcal{C}_0$ ne traverse $k+1$ fois $\mathcal{R}_0$ entre ces deux époques. On a donc :

$$w < \frac{kV}{n}$$

et notre probabilité sera plus petit que

$$\frac{kV}{nV}$$

quelque grand que soit k , quelque petit que soit w , on pourra toujours prendre n assez grand pour que cette expression soit aussi petite que nous le voudrions.

Pour il ne me paraît pas probable que la probabilité pour qu'une trajectoire, que nous savons issue d'un point de $\mathcal{R}_0$, ne traverse pas cette région plus de k fois depuis l'époque 0 jusqu'à l'époque $+\infty$.

C. P. F. D.

+

(forts. sid 78)

H

Note 5

Soit donc à calculer l'intégrale quadruple

$$J = \int dx dy dx' dy'$$

cette intégrale étant étendue à tous les systèmes de valeurs tels que

$$C_1 < F < C_2.$$

Changeons de variables et transformons notre intégrale quadruple, en posant:

$$x' = \sqrt{r} \quad x = \cos \varphi \sqrt{r}, \quad y' = \sin \varphi \sqrt{r}$$

$$x = r \cos \omega, \quad y = r \sin \omega.$$

cette intégrale devient:

$$J = \int r dr d\omega d\varphi$$

et il vient d'autre part:

$$F = r - \frac{\mu}{r} + \frac{3}{2} n^2 r^2 \cos^2 \omega$$

Nous devons intégrer d'abord par rapport à φ entre les limites 0 et 2π , ce qui donne:

$$J = 2\pi \int r dr d\omega$$

Et l'intégration doit être étendue à tous les points systématiques de valeurs de r , ω qui satisfont aux inégalités:

$$(1) \quad \begin{aligned} r &> 0, & r &> C_1 + \frac{\mu}{r} + \frac{3}{2} n^2 r^2 \cos^2 \omega \\ r &< C_2 + \frac{\mu}{r} + \frac{3}{2} n^2 r^2 \cos^2 \omega \end{aligned}$$

De ces inégalités on peut déduire la suivante:

$$C_2 + \frac{\mu}{r} + \frac{3}{2} n^2 r^2 \cos^2 \omega > 0.$$

Regardons r et ω comme les coordonnées polaires d'un point et considérons la courbe

$$C_2 + \frac{\mu}{r} + \frac{3}{2} n^2 r^2 \cos^2 \omega = 0.$$

Nous verrons que si C_2 est plus petit que $-\frac{9\mu^2}{2} \frac{1}{n^2} - \frac{1}{2} (9n^2 \mu)^{\frac{2}{3}}$ cette courbe se compose d'une boucle fermée située tout entière à l'intérieur du cercle

$$r = \sqrt{\frac{\mu}{3n^2}}$$

et de deux branches infinies situées tout entières à l'extérieur de ce cercle.

Le lecteur fera facilement cette construction, s'il y éprouvait quelque difficulté, je le renverrais au mémoire original de M. Hill dans le Tome I de l'American Journal of Mathematics.M. Hill conclut de là que si le point mobile P , ω est à l'origine des temps à l'intérieur de cette ovale fermée, il y restera toujours; que par conséquent r restera toujours plus petit que $\sqrt{\frac{\mu}{3n^2}}$. Ainsi si l'on négligeait la parallaxe du Soleil, son excentricité et l'éclipticité, il serait permis d'affirmer une limite supérieure au rayon vecteur de la Lune. Et ce qui concerne la Lune en effet, la constante C_2 est plus petite que $-\frac{1}{2} (9n^2 \mu)^{\frac{2}{3}}$.

58.

C'est ce remarquable résultat de M. Hill que je ne propose de compléter en montrant que, dans ces conditions, la Lune jouirait également de la stabilité au sens de Poincaré; je veux dire par là que, si les conditions initiales du mouvement ne sont pas exceptionnelles, la Lune repassera une infinité de fois assez près, que l'on voudra de sa position primitive. C'est pour cela, comme je l'ai expliqué plus haut, que R. je me propose de démontrer que l'intégrale J est finie. Comme p est plus petit que $\sqrt{\frac{1}{3}n''}$ et par conséquent limité, l'intégrale

$$J = 2\pi \int p \, d\varphi \, d\alpha \, d\omega$$

ne peut devenir infinie que si α croît indéfiniment, et α ne peut devenir infini, en vertu des inégalités (1) que si p s'annule.

Si donc je pose, donc:

$$J = J' + J''$$

J' représentant l'intégrale étendue à tous les systèmes de valeurs, tels que

$$(2) \quad \alpha > 0, \quad p > p_0, \quad C_1 < F < C_2$$

et J'' représentant l'intégrale étendue à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$(3) \quad \alpha > 0, \quad p < p_0, \quad C_1 < F < C_2.$$

Comme d'après les inégalités (2) sont satisfaites, p ne peut s'annuler; donc α ne peut devenir infini. Donc la première intégrale J' est finie.

Examinons maintenant J'' . Je puis supposer que p_0 a été pris assez petit pour que

$$C_1 + \frac{p}{p_0} > 0.$$

Les inégalités $F > C_1$, entraînent alors $p < p_0$, entraînent alors $\alpha > 0$. Nous devons donc intégrer par rapport à α entre les limites

$$C_1 + \frac{p}{p_0} + \frac{3}{2} n'' \int_0^1 \cos^2 \omega \, d\omega \quad \text{et} \quad C_2 + \frac{p}{p_0} + \frac{3}{2} n'' \int_0^1 \cos^2 \omega \, d\omega$$

Il vient alors

$$J'' = 2\pi(C_2 - C_1) \int_0^{2\pi} d\omega \int_0^1 p \, d\varphi = 2\pi^2 p_0^2 (C_2 - C_1)$$

J' est par conséquent J est donc finie.

C. L. F. D.

M. Bohlin a généralisé de la manière suivante le résultat de M. Hill. Considérons le cas particulier suivant du problème des trois corps. Soit A un corps de masse $1-\mu$, B un corps de masse μ et C un corps de masse infiniment petite. Imaginons que les deux corps A et B (dont le mouvement doit être képlérien, puisqu'il

et est pas trouble par la masse de C.) décrivent autour de leur centre de gravité commun supposé fixe deux circonférences concentriques, ^{et que C y reste dans} le plan de ces deux circonférences. Je prendrai pour unité de longueur la distance constante AB , de telle façon que les rayons de ces ^{deux} circonférences soient $1-\mu$ et μ . J'appellerai μ ~~supposons~~ que l'unité de temps ait été choisie de telle sorte que la vitesse angulaire des deux points A et B sur leurs circonférences soit égale à 1 (on a qui revient au même que la constante de ~~longue~~ soit égale à 1.)

Choisissons alors deux axes mobiles ayant leur origine au centre de gravité des deux masses A et B; le premier de ces axes sera la droite AB , et le second sera perpendiculaire au premier.

Les coordonnées de A par rapport à ces deux axes sont $x-\mu$ et 0; celles de B sont μ et 0; quant à celles de C je les appelle x et y ; j'ai alors pour les équations du mouvement:

$$\frac{dx}{dt} = x', \quad \frac{dx'}{dt} = 2y' + \frac{dV}{dx} + x$$

$$\frac{dy}{dt} = y', \quad \frac{dy'}{dt} = -2x' + \frac{dV}{dy} + y$$

On a d'ailleurs en posant:

$$V = \frac{1-\mu}{AC} + \frac{\mu}{BC}$$

On a d'ailleurs:

$$AC^2 = (x+\mu)^2 + y^2, \quad BC^2 = (x+\mu-1)^2 + y^2$$

Ces équations admettent une intégrale:

$$F = \frac{x'^2 + y'^2}{2} - V - \frac{x^2 + y^2}{2} = \text{const } K$$

et un invariant intégral:

$$J = \int dx dy da' dy'$$

M. Baklanov dans le Tome ¹⁰ des Acta Mathematica, a généralisé le résultat de M. Hill, en montrant que si la constante K a une valeur convenable (ce que nous supposons) et si les valeurs initiales de x et de y sont ^{soit} ~~assez~~ ^{très} petits, les quantités x et y restent limitées.

Je me propose maintenant de montrer que l'intégrale J est due à tous les systèmes de valeurs, tels que

$$K_1 < F < K_2$$

et finie. D'où nous pourrions conclure, comme nous l'avons fait plus haut que

la stabilité, au sens de Poisson, subsiste encore dans ce cas.

Not. Si les constantes k_1 et k_2 sont convenablement choisies, le théorème de M. Bohlin montre que x et y seront limités. Quant à x' et y' ils ne pourront devenir infinis que si V devient infini, c'est à dire si AC s'annule, ou si BC s'annule.

Posons, alors:

$$J = J' + J'' + J'''$$

l'intégrale J' étant étendue à tous les ^{systèmes de valeurs} points tels que:

$$k_1 < P < k_2, \quad \overline{AC}^2 > f_0^2, \quad \overline{BC}^2 > f_0^2, \quad (f_0 < \frac{1}{2})$$

l'intégrale J'' à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$k_1 < P < k_2, \quad \overline{AC}^2 < f_0^2, \quad (\text{donc } \overline{BC}^2 > f_0^2),$$

et l'intégrale J''' à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$k_1 < P < k_1, \quad \overline{BC}^2 < f_0^2, \quad (\text{donc } \overline{AC}^2 > f_0^2).$$

Comme pour aucun des systèmes de valeurs auxquels l'intégrale J' est étendue, AC ou BC ne s'annule, cette intégrale J' est finie.

Examinons maintenant l'intégrale J'' . Je puis supposer que f_0 est été choisi assez petit pour que

$$\frac{1-P}{f_0} + k_1 > 0 \quad \frac{P}{f_0} + k_1 > 0$$

Dans ce cas $\frac{x'^2 + y'^2}{2}$ peut varier entre les limites

$$L_1 = k_1 + \frac{1-P}{AC} + \frac{P}{BC} + \frac{x'^2 + y'^2}{2} \quad \text{et} \quad k_2 + \frac{1-P}{AC} + \frac{P}{BC} + \frac{x'^2 + y'^2}{2} = L_2$$

car la plus petite de ces deux limites est positive.

Posons, alors, comme plus haut

$$x' = \sqrt{2z} \cos \varphi, \quad y' = \sqrt{2z} \sin \varphi, \quad \text{d'où } z = \frac{x'^2 + y'^2}{2}$$

l'intégrale deviendra

$$J'' = \int dx dy dz$$

et on devra intégrer par rapport à φ entre les limites 0 et 2π et par rapport à z entre les limites L_1 et L_2 ; il vaudra donc:

$$J'' = 2\pi (k_2 - k_1) \int dz dy$$

l'intégrale double $\int dz dy$ devra être étendue à tous les systèmes de valeurs tels que $\overline{AC}^2 < f_0^2$; elle est donc égale à πf_0^2 ; de sorte qu'il vient

$$J'' = 2\pi^2 f_0^2 (k_2 - k_1)$$

J'' est donc fini, et il en est de même de J''' et de J .

15 87

88.

Nous devons donc conclure que si les conditions initiales du mouvement ne sont pas exactement au sens donné à ce mot dans le corollaire du Théorème I) le point d'un corps C repassera une infinité de fois aussi près que l'on voudra de sa position initiale.

Dans le cas général du problème des trois corps, on ne peut plus affirmer qu'il en sera de même.

++ (forte. vid 80)

Note 6.

Considérons alors une fonction quelconque de p ; je suppose que cette fonction tend vers 0 quand p tend vers 0, de telle façon que le rapport de cette fonction à p^n tende vers une limite finie, je dirai que cette fonction de p est une quantité très petite du n^{e} ordre.

Il importe de remarquer qu'il n'est pas nécessaire que cette fonction de p soit susceptible d'être développée suivant les puissances de p .

Cela posé, ^{soient} A et B deux points d'une surface sans contact S , et soient A_1 et B_1 leurs conséquents; ^{si la position de A et B dépend de p nous aurons les quantités A_1 et B_1 de la même manière} je me propose de démontrer les lemmes suivants.

Lemme I. Si on envisage une surface sans contact S , et qu'on appelle a_0, b_0, c_0 passant par le point a_0, b_0, c_0 , si x_0, y_0, z_0 sont les coordonnées d'un point de S et si x_1, y_1, z_1 sont les coordonnées d'un point de son conséquent, on pourra développer x_1, y_1, z_1 suivant les puissances de $x_0 - a_0, y_0 - b_0, z_0 - c_0$ et p pourvu que ces quantités soient suffisamment petites.

Je puis toujours prendre pour origine le point a_0, b_0, c_0 de telle façon que

$$a_0 = b_0 = c_0 = 0$$

Si alors

$$z = q(x, y)$$

est l'équation de la surface S , cette surface passera par l'origine 0 et on aura:

$$z = q(0, 0) = 0.$$

Je supposerai de plus qu'en tous les points de la portion de surface S envisagée la fonction $q(x, y)$ est holomorphe.

Lemme II. Si la distance de deux points A_0, B_0 de la surface S est une quantité très petite

Note 7.

Lemme III. Si la distance de deux points A_0 et B_0 de S est une quantité très petite du n^{e} ordre, il en sera de même de la distance de leurs conséquents A_1 et B_1 .

Les quantités F_1, F_2 , etc. sont finies; et donc $x_1 - y_1, x_2 - y_2$ et $x_3 - y_3$ sont des quantités très petites d'ordre p^n , il en sera de même de $x'_1 - y'_1, x'_2 - y'_2, x'_3 - y'_3$.

C. L. F. D.

Théorème III. Soit A, AMB, B une courbe invariante, de telle façon que A , et B , soient les conséquents de A et B .

91. Je suppose que les arcs AA_1 et BB_1 sont une courbe (et le doit)
 Je suppose que les arcs AA_1 et BB_1 sont infiniment petits (et le doit)
 on suppose que leur courbure soit finie. (c'est à dire qu'il y a une p)
 Je suppose qu'il existe un invariant intégral.

Je suppose que cette courbe invariante et la position des points A et B, dépendent de p suivant une loi quelconque. Je suppose qu'il existe un invariant intégral positif, si la distance AB est très petite du n^o ordre et que la distance AA_1 ne soit pas très petite du n^o ordre. L'arc AA_1 coupe l'arc BB_1 .

(Par un certain n^oillage figure)
 (Je suppose que les figures 1 et 2 de la page 14 du tome I sont p. 14.)

Je puis toujours joindre les points A et B par une arc de courbe AB, situé tout entier sur la portion de surface sans contact S et dont la longueur totale soit du même ordre de grandeur que la distance AB, c'est à dire une quantité très petite du n^o ordre. Soit A_1B_1 un arc de courbe qui soit le conséquent de AB, il sera aussi très petit du n^o ordre d'après le § II. ^{hypothèse} L'on peut concevoir

Voici maintenant les deux cas qui peuvent se présenter:
 1^{re} hypothèse Les deux arcs AA_1 et BB_1 se coupent. Je ne propose d'établir que c'est cette hypothèse qui est réalisée.

2^e hypothèse Le polygone quadrilatère curviligne AA_1B_1B est tel que tel que convexe est les quatre arcs qui lui servent de côtés n'ont d'autre point commun que les quatre sommets A, A_1, B_1 et B . C'est le cas de la figure 1.

3^e hypothèse Les deux arcs AB et A_1B_1 se coupent. C'est le cas de la figure 2.

4^e hypothèse L'un des arcs AB ou A_1B_1 coupe l'un des arcs AA_1 ou BB_1 , mais les arcs AA_1 et BB_1 ne se coupent pas, non plus que les deux arcs AB et A_1B_1 .

S'il y a un invariant positif il existera une certaine me d'après le § précédent une certaine intégrale

$$\int M H d\omega$$

dont tous les éléments seront positifs et qui devra avoir la même valeur pour l'aire ABB_1MA et pour sa conséquente AA_1B_1MA .

Cette intégrale éten due à l'aire

$$ABA_1B_1 = AA_1B_1MA - ABB_1MA$$

doit donc être nulle et comme tous les éléments de l'intégrale sont positifs, la disposition ne peut être celle de la figure 1 où l'aire ABA_1B_1 est convexe. La 1^{re} hypothèse doit donc être rejetée.

La disposition ne peut non plus être celle de la figure 2.

En effet dans le triangle AD_1A_1 les ^{distances} AD et A_1D_1 sont très petites du n^o ordre car elles sont plus petites que les arcs AD et A_1D_1 , lesquels sont plus petits que les arcs AB et A_1B_1 qui sont du n^o ordre. $AA_1 < AD + A_1D_1$.

La distance AA_1 devrait donc être une quantité très petite du n^o ordre, ce qui est contraire à l'énoncé du théorème.

La 3^e hypothèse doit donc être rejetée.

Fig. 1.

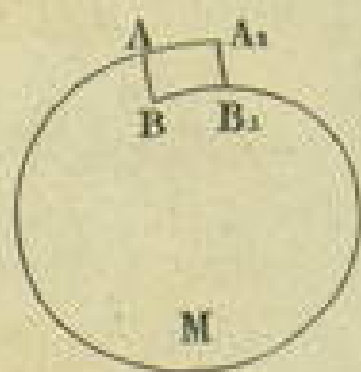
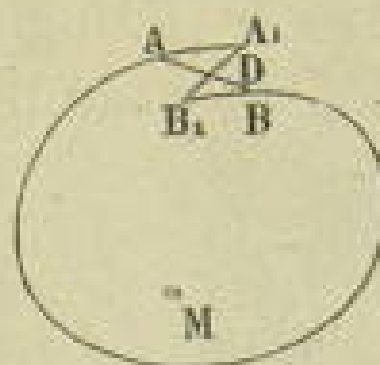


Fig. 2.



donc que les arcs AB et A_1B_1 se coupent en
position soit celle de la figure 2.
posé, dans le triangle ADA_1 , les côtés AD et
ordre. On a de plus:

$$AA_1 < AD + A_1D.$$

ent la distance AA_1 est une quantité très petite
est de même pour la même raison de la distan

Je dis que la 1^{re} hypothèse ne peut non plus être acceptée. Supposons en effet par exemple que l'arc AB coupe l'arc AA_1 en un point A' . Soit ANA' la portion de l'arc AB qui ~~va~~ va de A en A' ; soit APA' la portion de l'arc AA_1 qui va de A en A' .

Je dis qu'on pourra remplacer l'arc $ANA'B$ par l'arc $APA'B$; et que le nouvel arc $APA'B$ sera comme l'arc primitif $ANA'B$ une quantité très petite du n^{e} ordre.

En effet l'arc ANA' est plus petit que AB il est donc du n^{e} ordre, la distance AA' est donc elle-même du n^{e} ordre; l'arc BPA' est plus petit que AA_1 , qui est ^{très petit} très petit, est très petit, c'est à dire qui tend vers 0 avec μ ; l'arc APA' est donc ^{encore} très petit et sa courbure est finie; on peut donc assigner une limite au rapport de l'arc APA' à sa corde AA' ; ce rapport est fini et AA' est du n^{e} ordre; donc APA' est du n^{e} ordre, c. q. f. d.

Le ~~nom~~ D'ailleurs le nouvel arc $APA'B$ ne coupe plus l'arc AA_1 et a seulement avec lui une partie commune APA' .

On retombe donc sur la 2^e hypothèse qui a déjà été rejetée.

La 1^{re} hypothèse est donc seule acceptable et le théorème est démontré.

Remarque. — Nous avons supposé dans l'énoncé du théorème que les arcs AA_1 et BB_1 ^{sont} ~~étaient~~ très petits et que leur courbure est finie. En réalité nous ne nous sommes servis de cette hypothèse que pour montrer que si la corde AA' est très petite du n^{e} ordre, il en est de même de l'arc APA' .

Le théorème sera donc encore vrai quand même l'arc AA_1 ne serait pas très petit et sa courbure finie, pourvu qu'on puisse assigner une limite supérieure au rapport d'un arc quelconque (faisant partie de AA_1 ou de BB_1) à sa corde. ~~≠~~ (fol. 92 v)

~~Mais il y a plus. Je me sers de ce fait que les arcs AB , $ANA'B$, $APA'B$ sont très petits du n^{e} ordre; mais j'en ai servi seulement pour établir que la distance AD est elle-même très petite du n^{e} ordre.~~

~~Le théorème sera donc encore vrai quand même les arcs AA_1 et BB_1 ne seraient pas très petits et leur courbure finie, pourvu que si A, B, A' sont deux points quelconques de l'arc AA_1 , dont la distance est très petite du n^{e} ordre; et C', C'' deux points situés sur le même arc AA_1 , entre A et B , la distance $C'C''$ soit aussi très petite du n^{e} ordre.~~

les coordonnées des trois corps, r_{22}, r_{12}, r_{13} leurs distances mutuelles, m_1, m_2 et m_3 leurs masses. Les équations du problème seront de la forme suivante:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{m_2(x_2 - x_1)}{r_{12}^2} + \frac{m_3(x_3 - x_1)}{r_{13}^2}.$$

Le second membre de cette équation ne pourrait cesser d'être holomorphe en $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, x_3, y_3, z_3$ que si l'une des trois distances r_{12}, r_{13}, r_{23} venait à s'annuler, c'est à dire si deux corps venaient à se choquer. Or nous n'appliquerons jamais notre théorème que quand on sera certain qu'un pareil choc ne peut se produire.

Ce théorème joue un grand rôle dans le présent mémoire.

Dans le § 5 (1^{ère} partie, chapitre III) nous démontrons que certaines solutions particulières du problème, que nous appelons solutions asymptotiques, sont de la forme suivante.

Les quantités inconnues $x_1, x_2, \dots, x_n$ peuvent pour des valeurs de t négatives et très grandes être développées suivant les puissances d'un certain paramètre $\sqrt{\mu}$ et d'une certaine exponentielle $e^{\mu t}$, les coefficients étant des fonctions périodiques de t .

Nous en concluons que si t_1 est une quantité négative suffisamment grande en valeur absolue, les quantités $x_1, x_2, \dots, x_n$ peuvent être développées suivant les puissances de $t - t_1$ et de $\sqrt{\mu}$.

Si nous appliquons maintenant le théorème que nous venons de démontrer, nous verrons que, dans une solution asymptotique, les quantités $x_1, x_2, \dots, x_n$ sont développables suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, pour toutes les valeurs de t .

Ce même théorème peut servir également pour l'étude de ce que nous avons nommé le conséquent d'un point donné.

Soit :

$$z = \varphi(x, y)$$

l'équation d'une surface S que nous supposons passer par l'origine O .

Par l'origine O passe une trajectoire; imaginons que quand $\mu = 0$ cette trajectoire vienne au temps $t = \tau$ recouper la surface S en un point P dont les coordonnées seront:

$$x = a, \quad y = b, \quad z = c.$$

D'après la terminologie que nous avons adoptée, le point P sera quand on suppose $\mu = 0$ le conséquent du point O .

Supposons de plus que dans le voisinage du point O , $\varphi(x, y)$ soit développable suivant les puissances de x et y , et dans le voisinage du point P suivant les puissances de $x - a$ et $y - b$.

Soit maintenant x_0, y_0, z_0 un point A très voisin de O et appartenant à la surface S . Si l'on fait passer par ce point A une trajectoire, si on suppose que μ cesse d'être nul, mais reste très petit, on verra que cette trajectoire viendra, à une époque t très peu différente de τ couper la surface S en un point B très voisin de P .

Ce point B dont j'appellerai les coordonnées x_1, y_1, z_1 sera d'après notre terminologie le conséquent du point A .

Ce que je me propose de démontrer, c'est que x_1, y_1, z_1 peuvent se développer suivant les puissances croissantes de x_0, y_0, z_0 et μ .

En effet, d'après le théorème ~~que nous venons d'établir~~ si x, y, z sont les coordonnées au temps t du point mobile qui décrit la trajectoire issue du point A , si de plus x_0, y_0, z_0, μ et $t - \tau$ sont suffisamment petits, on aura:

$$(4) \quad \begin{aligned} x &= \phi_1(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ y &= \phi_2(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \phi_3(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \end{aligned}$$

ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 étant des séries ordonnées suivant les puissances de $t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0$.

Ces séries se réduiront respectivement à a, b, c pour

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0.$$

Comme $\varphi(x, y)$ est développable suivant les puissances de $x - a$ et $y - b$, si $x - a$ et $y - b$ sont assez petits, nous aurons également:

$$\varphi(x, y) = \phi_4(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

ϕ_4 étant une série de même forme que ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 .

Ecrivons que le point x, y, z se trouve sur la surface S , nous aurons:

$$(5) \quad \phi_4 = \phi_1.$$

88

La relation (5) peut être regardée comme une équation entre $t - \tau$, μ , x_0 , y_0 et z_0 et on peut chercher à la résoudre par rapport à $t - \tau$.

Pour:

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0$$

cette relation est satisfaite, car on a

$$\phi_2 = \phi_4 = 0.$$

D'après un théorème de CAUCHY, sur lequel nous allons d'ailleurs revenir dans un instant, on pourra tirer de la relation (5) $t - \tau$ sous la forme suivante:

$$(6) \quad t - \tau = \theta(\mu, x_0, y_0, z_0),$$

θ étant une série ordonnée suivant les puissances de μ , x_0 , y_0 et z_0 .

Il n'y aurait d'exception que si pour

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0$$

on avait

$$\frac{d\phi_2}{dt} = \frac{d\phi_4}{dt}.$$

Or cette équation exprime que la trajectoire issue du point O pour $\mu = 0$ va *toucher* la surface S au point P .

Mais il n'en sera pas ainsi, parce que nous supposons toujours que S est une surface ou une portion de surface sans contact.

Dans les équations (4) remplaçons $t - \tau$ par θ et x, y, z par x_1, y_1, z_1 ; il viendra:

$$x_1 = \theta_1(\mu, x_0, y_0, z_0),$$

$$y_1 = \theta_2(\mu, x_0, y_0, z_0),$$

$$z_1 = \theta_3(\mu, x_0, y_0, z_0), \dots \dots \dots y$$

θ_1 , θ_2 et θ_3 étant des séries développées selon les puissances de μ , x_0 , y_0 et z_0 .

C. Q. F. D.

~~C'est de ce résultat (qui, malgré la longueur de la démonstration que nous venons d'en donner, est presque évident) que nous avons fait~~

Quelle est la distance de ces points A et B ? La valeur de ρ correspondant à ces deux points est la même; la valeur de ω est la même à un multiple près de 2π . La distance AB sera donc du même ordre de grandeur que la différence des valeurs de ρ qui correspondent aux deux points A et B . Or cette différence est égale à:

$$\frac{e^{2\pi i \mu} - 1}{e^{2\pi i \mu} + 1}.$$

Si donc μ est comme nous le supposons un paramètre très petit, cette différence et par conséquent la distance AB est une quantité très petite d'ordre $n-1$. La courbe C est alors une courbe quasi-fermée dont les points A et B sont les points de fermeture.

Ainsi si une courbe qui dépend de μ est quasi-fermée, cela veut dire qu'elle est fermée pour $\mu=0$.

Lemme. Si la distance de deux points A_0 et B_0 appartenant à la portion de surface sans contact S est une quantité très petite d'ordre n , il en sera de même de la distance de leurs conséquents A_1 et B_1 .

Soient en effet a_1, a_2, a_3 les coordonnées d'un point fixe P_0 de S très voisin de A_0 et de B_0 ; a'_1, a'_2, a'_3 les coordonnées de son conséquent P_1 .

Soient $x_1, x_2, x_3; x'_1, x'_2, x'_3; y_1, y_2, y_3; y'_1, y'_2, y'_3$ les coordonnées de A_0, A_1, B_0 et B_1 . Il est clair que x'_1, x'_2 et x'_3 seront des fonctions holomorphes de x_1, x_2 et x_3 .

Donc $x'_1 - a'_1, x'_2 - a'_2, x'_3 - a'_3$ peuvent se développer selon les puissances croissantes de $x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3$ et μ . Introduisons μ parce que les équations différentielles dépendant de μ , il doit en être de même de la relation qui lie un point à son conséquent.

L'expression de $y'_1 - a'_1, y'_2 - a'_2, y'_3 - a'_3$ en fonctions de $y_1 - a_1, y_2 - a_2, y_3 - a_3$ et μ sera évidemment la même que celle de $x'_1 - a'_1, x'_2 - a'_2, x'_3 - a'_3$ en fonctions de $x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3$ et μ .

On déduit de là que l'on peut écrire:

$$\begin{aligned} x'_1 - y'_1 &= (x_1 - y_1)F_1 + (x_2 - y_2)F_2 + (x_3 - y_3)F_3, \\ x'_2 - y'_2 &= (x_1 - y_1)F_1 + (x_2 - y_2)F_2 + (x_3 - y_3)F_3, \\ x'_3 - y'_3 &= (x_1 - y_1)F_1 + (x_2 - y_2)F_2 + (x_3 - y_3)F_3, \end{aligned}$$

les F étant des séries développées suivant les puissances de:

$$\mu, x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3, y_1 - a_1, y_2 - a_2, y_3 - a_3.$$

¹ Voir Note E.

$\neq$ forts. n° 90

contact S simplement connexe et que k_n soit sa n^{e} conséquente; si l'on peut joindre chacun des points de k à son n^{e} conséquent par des arcs de courbe situés sur S et de telle façon que deux quelconques de ces arcs n'aient aucun point commun; si de plus il y a un invariant intégral positif, deux au moins des points de k coïncideront avec leurs n^{e} conséquents.

CHAPITRE III.

Théorie des solutions périodiques.

§ 1. Existence des solutions périodiques.

Considérons un système d'équations différentielles

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

où les X sont des fonctions des x et d'un paramètre μ . Les X devront aussi dépendre de t , mais ce seront alors des fonctions périodiques de cette variable et la période sera 2π .

Supposons que pour la valeur 0 du paramètre μ , ces équations admettent une solution périodique, de telle sorte que

$$x_i = \varphi_i(t),$$

φ_i étant une fonction périodique du temps dont la période sera par exemple 2π .

Posons:

$$x_i = \varphi_i + \xi_i$$

et cherchons pour les valeurs très petites de μ à trouver les valeurs des ξ que nous supposerons également très petites, il viendra

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \mu \frac{dX_i}{d\mu} + \sum_j \xi_j \frac{dX_i}{dx_j}.$$

qui a la même valeur pour α et pour α_* et qui est telle que

$$MH\varphi > 0.$$

Soient ρ_* et θ_* les coordonnées d'un point quelconque de k , ρ_* et $\theta_* = \theta_*$ celles de son n^* conséquent qui appartient par définition à k_* .

Soit

$$X = \int_{\rho_*}^{\rho} MH\varphi d\rho.$$

(Dans le calcul de l'intégrale X , on doit regarder θ comme une constante égale à θ_* .)

La quantité sous le signe $\int$ étant positive, l'intégrale X est positive si $\rho_* > \rho_*$ et négative si $\rho_* < \rho_*$; elle ne peut s'annuler que si $\rho_* = \rho_*$.

D'ailleurs d'après la définition de X , cette intégrale est une fonction de θ_* .

Soient J_* et J_* les valeurs de l'intégrale J étendues respectivement à l'aire α et à l'aire α_* . On aura d'après la définition même des intégrales doubles:

$$J_* - J_* = \int_*^* X d\theta_*.$$

L'intégrale du second membre devra être prise tout le long de la courbe k . Quand on aura fait tout le tour de cette courbe fermée, la fonction X devra être revenue à sa valeur initiale.

Mais J étant un invariant, $J_* - J_*$ doit être nul. X ne peut donc être toujours de même signe et comme cette quantité a même valeur aux deux limites d'intégration, il faut que X s'annule deux fois entre ces deux limites.

Or quand X est nul, $\rho_* = \rho_*$ et le point correspondant de k coïncide avec son n^* conséquent.

Donc deux au moins des points de k coïncident avec leurs n^* conséquents.

C. Q. F. D.

On peut énoncer le théorème IV sans faire intervenir le système particulier de coordonnées que nous avons défini plus haut et dire:

Si une courbe fermée k fait partie d'une portion de surface sans

Dans les dérivées partielles des X les x_i sont remplacés par les fonctions périodiques φ_i . Les ξ sont ainsi déterminés par des équations linéaires à second membre dont les coefficients sont des fonctions périodiques.

Deux cas peuvent se présenter.

1°. Les équations sans second membre:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \sum \xi_i \frac{dX_i}{dx_i}$$

n'admettent pas de solution périodique de période 2π .

Dans ce cas les équations à second membre en admettent une que j'écrirai:

$$\xi_i = \mu \phi_i(t),$$

ϕ étant une fonction périodique de période 2π .

2°. Les équations sans second membre admettent une solution périodique de période 2π .

Alors les équations à second membre peuvent ne pas avoir de solution périodique, de telle façon qu'en général nous trouverons une solution de la forme suivante:

$$\xi_i = \mu \phi_{1,i}(t) + \mu \phi_{2,i}(t),$$

les ϕ étant toujours des fonctions périodiques, ou même dans certains cas

$$\xi_i = \mu [\mu^r \phi_{r,i}(t) + \mu^{r-1} \phi_{r-1,i}(t) + \dots + \phi_{1,i}(t)].$$

Plaçons-nous dans le premier cas et voyons la chose de plus près.

Cherchons à former une solution périodique et à la développer suivant les puissances de μ ; posons par conséquent:

$$x_i = \varphi_i + \mu \varphi_{1,i} + \mu^2 \varphi_{2,i} + \dots$$

Quand on substituera à la place des x_i ces valeurs dans les X_i , on trouvera

$$X_i = X_{0,i} + \mu X_{1,i} + \mu^2 X_{2,i} + \dots$$

Il est clair que les $X_{0,i}$ ne dépendent que des φ_i , les $X_{1,i}$ des φ_i et des $\varphi_{1,i}$, les $X_{2,i}$ des φ_i , et des $\varphi_{1,i}$ et des $\varphi_{2,i}$ etc. De plus si les $\varphi_{r,i}$ sont des fonctions périodiques de t de période 2π , il en sera de même des $X_{r,i}$.

Nous avons de plus

$$X_{n,i} = \sum_j \frac{dX_j}{dx_i} \varphi_{n,j} + Y_{n,i}.$$

Dans le second membre, dans les dérivées $\frac{dX_j}{dx_i}$, on doit substituer les φ_i à la place des x_i ainsi que nous l'avons fait plus haut. De plus $Y_{n,i}$ ne dépendra que des φ_i , des $\varphi_{1,i}$, des $\varphi_{2,i}$, ..., des $\varphi_{n-1,i}$; mais ne dépendra plus des $\varphi_{n,i}$.

Cela posé on est conduit aux équations suivantes

$$(3) \quad \frac{d\varphi_{n,i}}{dt} = \sum_j \frac{dX_j}{dx_i} \varphi_{n,j} + Y_{n,i}.$$

Supposons qu'on ait déterminé les quantités

$$\varphi_{1,i}, \varphi_{2,i}, \dots, \varphi_{n-1,i}$$

à l'aide des équations précédentes sous forme de fonctions périodiques de t ; on pourra ensuite à l'aide des équations (3) déterminer les $\varphi_{n,i}$.

Ces équations (3) sont des équations linéaires à second membre et les coefficients sont périodiques.

Par hypothèse les équations sans second membre

$$\frac{d\varphi_{n,i}}{dt} = \sum_j \frac{dX_j}{dx_i} \varphi_{n,j}$$

qui ne sont autres que les équations (2), n'ont pas de solution périodique; donc les équations (3) en admettent une.

Il résulte de là qu'il existe des séries

$$x_i = \varphi_i + \mu \varphi_{1,i} + \mu^2 \varphi_{2,i} + \dots$$

dont les coefficients sont périodiques et qui satisfont formellement aux équations (1).

Il resterait à démontrer la convergence de ces séries. Nul doute que cette démonstration ne puisse se faire directement; je ne le ferai pas toutefois, car je vais, en reprenant la question à un point de vue différent, démontrer rigoureusement l'existence des solutions périodiques,

§9.

Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique.

51

ce qui entraîne la convergence de nos séries. Nous n'aurons en effet qu'à nous appuyer sur les principes les plus connus du ^{calcul} des limites.

Soit $\varphi_i(0) + \beta_i$ la valeur de x_i pour $t = 0$. Soit $\varphi_i(0) + \gamma_i$ la valeur de x_i pour $t = 2\pi$. Les γ_i dépendront évidemment de μ et des valeurs initiales des variables et elles s'annuleront avec elles.

Cela me permet d'écrire:

$$\begin{aligned}\gamma_i &= \beta_i + a_i \mu + \sum b_{ik} \beta_k + \sum [m, p_1, p_2, \dots, p_n] \mu^n \beta_1^{\alpha_1} \beta_2^{\alpha_2} \dots \beta_n^{\alpha_n} \\ &= \beta_i + \phi_i,\end{aligned}$$

les a_i , les b et les $[m, p_1, p_2, \dots, p_n]$ étant des coefficients constants.

On obtiendra les solutions périodiques de période 2π en cherchant les cas où:

$$\gamma_i = \beta_i.$$

On peut donc considérer μ comme une donnée de la question et chercher à résoudre par rapport aux n inconnues β les équations

$$(4) \quad \phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_n = 0.$$

Nous savons que les ϕ sont des fonctions holomorphes de μ et des β s'annulant avec les variables.

Si le déterminant fonctionnel des ϕ par rapport aux β (c'est à dire le déterminant des b_{ik}) n'est pas nul, on peut résoudre ces n équations et on trouve comme solution:

$$\beta_i = \theta_i(\mu),$$

les θ_i étant, d'après un théorème bien connu, des fonctions holomorphes de μ s'annulant avec μ .

C'est le cas que nous avons étudié plus haut et où les équations (2) n'ont pas de solution périodique.

On doit en conclure que pour les valeurs de μ suffisamment petites, les équations (1) admettent une solution périodique.

Mais il peut arriver que, bien que le déterminant fonctionnel des ϕ par rapport aux β soit nul, les équations (4) puissent néanmoins être résolues et par conséquent que les équations (1) admettent une solution

(Voir Théorème III)
et p. 48

(Voir Théorème IV)
et p. 49

#

périodique pour les petites valeurs de μ . Il en sera ainsi en général quand les déterminants compris dans la matrice

$$\begin{vmatrix} \frac{d\phi_1}{d\mu} & \frac{d\phi_1}{d\beta_1} & \dots & \frac{d\phi_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\phi_2}{d\mu} & \frac{d\phi_2}{d\beta_1} & \dots & \frac{d\phi_2}{d\beta_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\phi_n}{d\mu} & \frac{d\phi_n}{d\beta_1} & \dots & \frac{d\phi_n}{d\beta_n} \end{vmatrix}$$

seront tous nuls.

Supposons donc que les équations (1) admettent une solution périodique pour $\mu = 0$ et pour les valeurs de μ suffisamment petites, plus petites par exemple que μ_0 , et qu'elles n'en admettent plus pour $\mu > \mu_0$. De quelle façon la solution périodique disparaîtra-t-elle au moment où μ atteindra la valeur μ_0 ? On pourrait démontrer que les choses se passent comme il suit.

Pour $\mu = \mu_0 - \varepsilon$, les équations (1) admettent deux solutions périodiques; pour $\mu = \mu_0$, ces deux solutions se confondent en une seule et enfin pour $\mu > \mu_0$, ces deux solutions disparaissent.

Pour le faire voir, reprenons les équations (4):

$$(4) \quad \phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_n = 0$$

et supposons que le déterminant fonctionnel des ϕ s'annule quand les β et le paramètre μ sont nuls à la fois. Il est alors impossible, du moins en général, de tirer des équations les β_i sous la forme:

$$\beta_i = \theta_i(\mu),$$

les θ_i étant des fonctions holomorphes de μ s'annulant avec cette variable. Mais il sera possible en général de tirer des $n - 1$ premières équations (4)

$$\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_{n-1} = 0$$

les $n - 1$ quantités $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}$; on trouvera:

$$\beta_i = H_i(\beta_n, \mu), \quad (i = 1, 2, \dots, n-1)$$

Note 6

Nous étudions en particulier les courbes invariantes fermées. On peut en distinguer deux sortes, on peut supposer d'abord que chaque l'on a une courbe invariante fermée C et que tous les conjugués d'un point quelconque de cette courbe se trouvent en son sein cette courbe. Les trajectoires issues des divers points de la courbe C engendrent alors une surface trajectoire fermée.

Mais nous pouvons

#

Note 8.

Supposons maintenant que le déterminant fonctionnel des ϕ soit nul; nous poserons alors, en vertu du Théorème VI, ~~chapitre II~~ § 2, éliminer entre les équations (4) $f_1, f_2, \dots, f_n$ — $f_1 = f_2 = \dots = f_n$; nous arriverons ainsi à une équation unique

$$\Phi = 0$$

dont le premier membre sera développé suivant les puissances de p et de f_n .

Il n'y aurait d'exception que si les équations (4) n'étaient pas distinctes, mais dans ce cas nous leur adjoindrions une autre équation choisie arbitrairement.

Si l'on regarde p et f_n comme les coordonnées d'un point dans un plan, l'équation $\Phi = 0$ représente une courbe passant par l'origine. A chacun des points de cette courbe correspondra une solution périodique, de sorte que pour étudier les solutions périodiques qui correspondent aux petites valeurs de p et des f , il nous suffira de connaître la partie de cette courbe qui avoisine l'origine.

Si le déterminant fonctionnel des ϕ est nul ~~ou nul~~, (pour $p = f_n = 0$):

$$\frac{d\Phi}{df_n} = 0.$$

En d'autres termes, la courbe $\Phi = 0$ sera tangente à l'origine à la droite $p = 0$, et si encore pour $p = 0$, l'équation $\Phi = 0$ sera une équation en f_n qui admettra 0 comme racine multiple; j'appelle m l'ordre de multiplicité de cette racine.

En vertu du Théorème ~~(*)~~ V ~~chapitre II~~ § 2 on pourra trouver m séries développées suivant les puissances ~~fractionnaires, il faut~~ de p , s'annulant avec p et qui substituées à la place de f_n satisfaisant à l'équation $\Phi = 0$.

Considérons l'intersection de la courbe $\Phi = 0$ avec deux droites $p = \varepsilon$, $p = -\varepsilon$ très voisines de la droite $p = 0$. On obtient des les points sing d'intersection en faisant $p = \varepsilon$, puis $p = -\varepsilon$ dans les m séries dont je viens de parler.

Soit m_+ le nombre des points d'intersection de $\Phi = 0$ et $p = +\varepsilon$ réels et voisins de l'origine. Soit m_- le nombre des points d'intersection de $\Phi = 0$ et $p = -\varepsilon$ réels et voisins de l'origine.

~~donc~~ Les trois nombres m_1, m_2 , et m_3 seront de même parité.

Si donc m_1 est impair, m_2 et m_3 seront au moins égaux à 1. Donc il existera des solutions périodiques pour les petites valeurs de μ , tant positives que négatives.

Comment une solution périodique peut-elle disparaître quand on fait varier μ d'une manière continue? Comment peut-il se faire que le nombre de solutions pour $\mu = +\varepsilon$ soit plus petit que pour $\mu = -\varepsilon$, que $m_1 < m_2$?

Il s'agit d'abord qu'une solution périodique ne peut disparaître quand μ passe de la valeur $-\varepsilon$ à la valeur $+\varepsilon$ que si pour $\mu = 0$, l'équation $\Phi = 0$ admet une racine multiple; par conséquent en d'autres termes une solution périodique ne peut disparaître qu'après s'être confondue avec une autre solution périodique.

De plus m_1 et m_2 étant de même parité, la différence $m_2 - m_1$ est toujours paire.

Donc les solutions périodiques disparaissent par couples à la façon de racines réelles de équations algébriques.

Un cas particulier intéressant est celui où pour $\mu = 0$, les équations différentielles

(1) admettent une infinité de solutions périodiques, par exemple:

$$x_1 = q_1(t, b), \quad x_2 = q_2(t, b), \quad \dots, \quad x_n = q_n(t, b), \quad b \text{ étant une constante arbitraire.}$$

Dans ce cas les équations (4) ne sont plus distinctes pour $\mu = 0$ et Φ contient μ en facteur de sorte que nous pouvons poser:

$$\Phi = \mu \Phi_1$$

Φ_1 étant holomorphe en μ , et μ ; la courbe $\Phi = 0$ se décompose alors en deux autres, à savoir la droite $\mu = 0$, $\Phi_1 = 0$ et la courbe $\Phi_1 = 0$, est cette dernière courbe qu'il convient d'étudier.

La courbe $\Phi = 0$ passe ^{forcément} toujours par l'origine; il n'en est pas toujours de même de $\Phi_1 = 0$; il faudra d'abord s'arranger pour ^{de pas ont} la faire passer, en choisissant convenablement ^{de b} la constante b dans son expression. Une fois qu'elle y aura fait passer, on l'étudiera comme on a fait de la courbe $\Phi = 0$.

Si pour $\mu = \mu_0 = 0$, $\frac{d\Phi}{d\mu}$ n'est pas nul (ou ^{plus si} $\frac{d\Phi}{d\mu}$ n'est nul que pour $\mu = 0$, l'équation $\Phi_1 = 0$ admet $\mu_0 = 0$ comme racine multiple d'ordre impair.) il y aura encore des solutions périodiques pour les petites valeurs de μ .

Il arrivera souvent que, même avant l'élimination, quelques-unes des fonctions Φ_i contiennent μ en facteur. Dans ce cas on commencerait par diviser par μ les équations correspondantes.

Si les équations (1) admettent une intégrale uniforme:

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.}$$

les équations (4) ne seront pas distinctes, à moins que l'on n'ait à la fois

$$\frac{dF}{dx_1} = \frac{dF}{dx_2} = \dots = \frac{dF}{dx_n} = 0$$

pour

$$\begin{cases} x_1 = \varphi_1(c), & x_2 = \varphi_2(c), & \dots, & x_n = \varphi_n(c) \end{cases}$$

En effet il vaudrait également :

$$F[\varphi_1(c) + f_1 + f_2] = F[\varphi_1(c) + f_2]$$

Si par exemple pour $x_1 = \varphi_1(c)$, $\frac{dF}{dx_1}$ n'est pas nul, on pourra tirer de cette équation :

$$f_1 = f_2 \odot_1 + f_3 \odot_2 + \dots + f_n \odot_n$$

$\odot_1, \odot_2, \dots, \odot_n$ étant des séries adonnées suivant les puissances croissantes des

$$f_1, f_2, \dots, f_n, f_2, f_3, \dots, f_n$$

La première des équations (4) est donc alors une conséquence des $n-1$ dernières.

On la supprime alors pour la remplacer par une autre équation choisie arbitrairement.

59.

56

H. Poincaré.

Alors l'équation:

$$\phi_1 = 0$$

pourra être résolue par rapport à β_1 puisque pour

$$\mu = 0, \quad \beta_1 = \beta_1^0$$

on a

$$\phi_1 = 0, \quad \frac{d\phi_1}{d\beta_1} \neq 0.$$

On obtient ainsi:

$$\beta_1 = \theta_1(\mu).$$

θ_1 étant holomorphe en μ . En remplaçant β_1 par θ_1 dans les H_i , on trouve:

$$\beta_1 = \theta_1(\mu),$$

θ_1 étant holomorphe.

L'existence d'une solution périodique pour les petites valeurs de μ est donc établie. De plus pour une pareille solution périodique, le déterminant fonctionnel des ϕ par rapport aux β n'est pas nul si μ est suffisamment petit sans être nul.

3°. On bien l'équation $\phi_1^0 = 0$ n'a que des racines multiples et alors nous ne pouvons rien affirmer.

Si toutefois cette équation a une racine triple, ou plus généralement une racine d'ordre impair, nous pourrions affirmer que pour les petites valeurs de μ , il existe une solution périodique, mais nous ne saurions plus si le déterminant fonctionnel correspondant n'est pas nul.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que les fonctions $X_1, X_2, \dots, X_n$ qui entrent dans les équations différentielles (1) dépendent du temps t . Les résultats seraient modifiés si le temps t n'entre pas dans ces équations.

Il y a d'abord entre les deux cas une différence qu'il est impossible de ne pas apercevoir. Nous avons supposé dans ce qui précède que les X_i étaient des fonctions périodiques du temps et que la période était 2π ; il en résultait que, si les équations admettaient une solution périodique, la période de cette solution devait être égale à 2π ou à un multiple de 2π . Si au contraire les X_i sont indépendants de t , la période d'une solution périodique peut être quelconque.

n'est pas nul. On pourra donc résoudre nos $n - 1$ équations par rapport aux $n - 1$ quantités $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}$.

On trouvera:

$$\beta_i = H_i(\beta_n, \mu), \quad (i = 1, 2, \dots, n-1)$$

les H étant des fonctions holomorphes de β_n et de μ s'annulant avec ces variables.

Substituons H_i à la place de β_i dans la n^{e} équation (4)

$$\phi_n = 0.$$

Nous obtiendrons une équation:

$$\phi = 0$$

dont le premier membre sera une fonction holomorphe de μ et de β_n . Cette fonction holomorphe doit contenir μ en facteur. En effet, pour $\mu = 0$, les n équations (4) se réduisent à $n - 1$ d'entre elles et par conséquent l'équation $\phi = 0$ doit devenir identique.

Posons donc

$$\phi = \mu \phi_1,$$

ϕ_1 sera encore holomorphe. Appelons ϕ_1^0 ce que devient ϕ_1 quand on y fait $\mu = 0$ et envisageons l'équation:

$$\phi_1^0 = 0$$

dont le premier membre est une fonction holomorphe de β_n seulement. Trois cas peuvent se présenter:

1°. Ou bien cette équation n'admet aucune racine; on peut en conclure que pour les petites valeurs de μ les équations (1) n'ont pas de solution périodique de période 2π .

2°. Ou bien cette équation admet une ou plusieurs racines simples. Dans ce cas les équations (1) ont des solutions périodiques pour les petites valeurs de μ .

En effet supposons que pour:

$$\beta_n = \beta_n^0$$

on ait:

$$\phi_1^0 = 0, \quad \frac{d\phi_1^0}{d\beta_n} \neq 0.$$

En second lieu, si les équations (1) admettent une solution périodique (et si les X ne dépendent pas de t), elles en admettent une infinité. Si en effet

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t)$$

est une solution périodique des équations (1), il en sera de même (quelle que soit la constante h) de

$$x_1 = \varphi_1(t+h), \quad x_2 = \varphi_2(t+h), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t+h).$$

Ainsi le cas sur lequel nous nous sommes étendus d'abord et dans lequel pour $\mu = 0$, les équations (1) admettent une solution périodique et une seule, ne peut se présenter si les X ne dépendent pas de t .

Plaçons-nous donc dans le cas où le temps t n'entre pas explicitement dans les équations (1) et supposons que pour $\mu = 0$, ces équations admettent une solution périodique de période T :

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t).$$

Soit $\varphi_i(0) + \beta_i$ la valeur de x_i pour $t = 0$; soit $\varphi_i(0) + \gamma_i$ la valeur de x_i pour $t = T + \tau$. Posons ensuite, comme nous l'avons fait plus haut,

$$\gamma_i - \beta_i = \phi_i.$$

Les ϕ_i seront des fonctions holomorphes de μ , de $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ et de τ s'annulant avec ces variables.

Nous avons donc à résoudre par rapport aux $n+1$ inconnues

$$\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \tau$$

les n équations

$$(5) \quad \phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_n = 0.$$

Nous avons une inconnue de trop, nous pouvons donc poser arbitrairement par exemple

$$\beta_n = 0.$$

Nous tirerons ensuite des équations (5), $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}$ et τ en fonctions

holomorphes de μ s'annulant avec μ . Cela est possible à moins que le déterminant:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\phi_1}{d\beta_1} & \frac{d\phi_1}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_1}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\phi_1}{d\tau} \\ \frac{d\phi_2}{d\beta_1} & \frac{d\phi_2}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_2}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\phi_2}{d\tau} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{d\phi_n}{d\beta_1} & \frac{d\phi_n}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_n}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\phi_n}{d\tau} \end{vmatrix}$$

ne soit nul pour $\mu = \beta_i = \tau = 0$.

Si ce déterminant était nul, au lieu de poser arbitrairement $\beta_n = 0$, on poserait par exemple $\beta_1 = 0$, et la méthode ne serait en défaut que si tous les déterminants contenus dans la matrice:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\phi_1}{d\beta_1} & \frac{d\phi_1}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_1}{d\beta_n} & \frac{d\phi_1}{d\tau} \\ \frac{d\phi_2}{d\beta_1} & \frac{d\phi_2}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_2}{d\beta_n} & \frac{d\phi_2}{d\tau} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{d\phi_n}{d\beta_1} & \frac{d\phi_n}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\phi_n}{d\beta_n} & \frac{d\phi_n}{d\tau} \end{vmatrix}$$

étaient nuls à la fois. (Il est à remarquer que le déterminant obtenu en supprimant la dernière colonne de cette matrice est toujours nul pour $\mu = \beta_i = \tau = 0$.)

Comme en général tous ces déterminants ne seront pas nuls à la fois, les équations (1) admettront pour les petites valeurs de μ , une solution périodique de période $T + \tau$.

10. § 1. Exposants caractéristiques.

Reprenons les équations:

(1) $\frac{dx_i}{dt} = X_i$

§ 10. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 59
et imaginons qu'elles admettent une solution périodique

$$x_i = \varphi_i(t).$$

Formons les équations aux variations (voir Chapitre I) des équations (1) en posant:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i$$

et négligeant les carrés des ξ .

Ces équations aux variations s'écriront:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n} \xi_n.$$

Ces équations sont linéaires par rapport aux ξ , et leurs coefficients $\frac{dX_i}{dx_j}$, (quand on y a remplacé x_i par $\varphi_i(t)$) sont des fonctions périodiques de t . Nous avons donc à intégrer des équations linéaires à coefficients périodiques.

On sait quelle est en général la forme des intégrales de ces équations; on obtient n intégrales particulières de la forme suivante:

$$(3) \quad \begin{aligned} \xi_1 &= e^{\alpha t} S_{11}, & \xi_2 &= e^{\alpha t} S_{21}, & \dots, & \xi_n &= e^{\alpha t} S_{n1}, \\ \xi_1 &= e^{\alpha t} S_{12}, & \xi_2 &= e^{\alpha t} S_{22}, & \dots, & \xi_n &= e^{\alpha t} S_{n2}, \\ &\dots & & & & & \\ \xi_1 &= e^{\alpha t} S_{1\alpha}, & \xi_2 &= e^{\alpha t} S_{2\alpha}, & \dots, & \xi_n &= e^{\alpha t} S_{n\alpha}, \end{aligned}$$

les α étant des constantes et les S_{α} des fonctions périodiques de t de même période que les $\varphi_i(t)$.

Les constantes α s'appellent les *exposants caractéristiques* de la solution périodique.

Si α est purement imaginaire de façon que son carré soit négatif, le module de $e^{\alpha t}$ est constant et égal à 1. Si au contraire α est réel, ou si α est complexe de telle façon que son carré ne soit pas réel, le module $e^{\alpha t}$ tend vers l'infini pour $t = +\infty$ ou pour $t = -\infty$. Si donc tous les α ont leurs carrés réels et négatifs, les quantités $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ resteront finies; je dirai alors que la solution périodique $x_i = \varphi_i(t)$ est stable; dans le cas contraire, je dirai que cette solution est instable.

Un cas particulier intéressant est celui où deux ou plusieurs des exposants caractéristiques α sont égaux entre eux. Dans ce cas les intégrales des équations (2) ne peuvent plus se mettre sous la forme (3). Si par exemple

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

les équations (2) admettraient deux intégrales particulières qui s'écriraient

$$\xi_1 = e^{\alpha_1 t} S_{1,1}$$

et

$$\xi_2 = te^{\alpha_1 t} S_{1,1} + e^{\alpha_1 t} S_{1,2},$$

les $S_{1,1}$ et les $S_{1,2}$ étant des fonctions périodiques de t .

Si trois des exposants caractéristiques étaient égaux entre eux, on verrait apparaître, non seulement t , mais encore t^2 en dehors des signes trigonométriques et exponentiels.

Supposons que le temps t n'entre pas explicitement dans les équations (1) de telle sorte que les fonctions X_i ne dépendent pas de cette variable; supposons de plus que ces équations (1) admettent une intégrale

$$(4) \quad F(x_1, x_2, \dots, x_n) = C.$$

Il est aisé de voir que dans ce cas deux des exposants caractéristiques sont nuls.

On se trouve donc alors dans le cas d'exception que nous venons de signaler; mais il n'en résulte pas de difficulté; il est aisé en effet à l'aide de l'intégrale (4) d'abaisser d'une unité l'ordre des équations (1). Il n'y a plus alors que $n-1$ exposants caractéristiques et il n'y en a plus qu'un qui soit nul.

Nous allons maintenant envisager un cas particulier qui est celui où les équations (1) ont la forme des équations de la dynamique. Écrivons-les donc sous la forme:

$$(1') \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}, \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

F étant une fonction quelconque de $x_1, x_2, \dots, x_n, y_1, y_2, \dots, y_n$; nous pourrions supposer, soit que F est indépendant de t ; soit que F dépend

non seulement des x et des y , mais encore de t , et que par rapport à cette dernière variable, c'est une fonction périodique de période 2π .

Supposons que les équations (1') admettent une solution périodique de période 2π :

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \phi_i(t),$$

et formons les équations aux variations en posant:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \phi_i(t) + \eta_i.$$

Nous avons vu dans le chapitre II que l'intégrale double:

$$\iint (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2 + \dots + dx_n dy_n)$$

est un invariant intégral, ou (ce qui revient au même) que si ξ_i, η_i et ξ'_i, η'_i sont deux solutions particulières quelconques des équations aux variations, on a

$$\sum_{i=1}^n (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i) = \text{const.}$$

Je dis qu'il en résulte que les exposants caractéristiques sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Soient en effet ξ_i^0 et η_i^0 les valeurs initiales de ξ_i et de η_i pour $t = 0$ dans une des équations aux variations; soient ξ_i^1 et η_i^1 les valeurs correspondantes de ξ_i et de η_i pour $t = 2\pi$. Il est clair que les ξ_i^1 et les η_i^1 seront des fonctions linéaires des ξ_i^0 et des η_i^0 de telle sorte que la substitution:

$$T = (\xi_i^0, \eta_i^0; \xi_i^1, \eta_i^1)$$

sera une substitution linéaire.

Soit:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1,2n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2,2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{2n,1} & a_{2n,2} & \dots & a_{2n,2n} \end{vmatrix}$$

le tableau des coefficients de cette substitution linéaire.

Formons l'équation en λ

$$\begin{vmatrix} a_{11} - \lambda & a_{12} & \dots & a_{1,2n} \\ a_{21} & a_{22} - \lambda & \dots & a_{2,2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{2n,1} & a_{2n,2} & \dots & a_{2n,2n} - \lambda \end{vmatrix} = 0,$$

Les $2n$ racines de cette équation seront ce qu'on appelle les $2n$ multiplicateurs de la substitution linéaire T . Mais cette substitution linéaire T ne peut pas être quelconque. Il faut qu'elle n'altère pas la forme bilinéaire:

$$\sum (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i).$$

Pour cela, l'équation en λ doit être réciproque. Si donc on pose:

$$\lambda = e^{2\alpha\tau},$$

les quantités α devront être deux à deux égales et de signe contraire.

C. Q. F. D.

Il y aura donc en général n quantités α^2 distinctes. Nous les appellerons les *coefficients de stabilité* de la solution périodique considérée.

Si ces n coefficients sont tous réels et négatifs, la solution périodique sera stable, car les quantités ξ_i et η_i resteront inférieures à une limite donnée.

Il ne faut pas toutefois entendre ce mot de stabilité au sens absolu. En effet, nous avons négligé les carrés des ξ et des η et rien ne prouve qu'en tenant compte de ces carrés, le résultat ne serait pas changé. Mais nous pouvons dire au moins que les ξ et η , s'ils sont originellement très petits resteront très petits pendant très longtemps. Nous pouvons exprimer ce fait en disant que la solution périodique jouit, sinon de la stabilité *séculaire*, du moins de la stabilité *temporaire*.

On peut se rendre compte de cette stabilité en se reportant aux valeurs des ξ_i ; on trouve en effet, pour la solution générale des équations aux variations:

$$\xi_i = \sum A_i e^{\alpha_i \tau} S_{ii},$$

les A_i étant des coefficients constants et les S_{α} des séries trigonométriques.

Or si α_i^2 est réel négatif, on trouve

$$e^{at} = \cos t \sqrt{-\alpha_i^2} + i \sin t \sqrt{-\alpha_i^2},$$

de sorte que ξ_i s'exprime trigonométriquement.

Au contraire si un ou plusieurs des coefficients de stabilité devient réel positif ou imaginaire, la solution périodique considérée ne jouit plus de la stabilité temporaire.

On voit aisément en effet que ξ_i est alors représenté par une série dont le terme général est de la forme:

$$Ae^{at} \cos(kt + mt + l)$$

où $(k + ik)^2$ est un des coefficients de stabilité, où m est un entier et l et A des constantes quelconques. Le défaut de stabilité se trouve ainsi mis en évidence.

Si deux des coefficients de stabilité deviennent égaux entre eux, ou si l'un d'eux devient nul, on trouvera en général dans la série qui représente ξ_i des termes de la forme:

$$Ate^{at} \cos(kt + mt + l) \quad \text{ou} \quad At \cos(mt + l).$$

En résumé, ξ_i peut dans tous les cas être représenté par une série toujours convergente. Dans cette série le temps peut entrer sous le signe sinus ou cosinus, ou par l'exponentielle e^{at} , ou enfin en dehors des signes trigonométriques ou exponentiels.

Si tous les coefficients de stabilité sont réels, négatifs et distincts, le temps n'apparaîtra que sous les signes sinus et cosinus et il y aura stabilité temporaire.

Si l'un des coefficients est positif ou imaginaire, le temps apparaîtra sous un signe exponentiel; si deux des coefficients sont égaux ou que l'un d'eux soit nul, le temps apparaît en dehors de tout signe trigonométrique ou exponentiel.

Si donc tous les coefficients ne sont pas réels, négatifs et distincts, il n'y a pas en général de stabilité temporaire.

Toutes les fois que F ne dépend pas du temps t , l'un des n coefficients de stabilité est nul; car d'une part le temps n'entre pas explicitement dans les équations différentielles; d'autre part ces équations admettent une intégrale

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n; y_1, y_2, \dots, y_n) = \text{const.}$$

Nous nous trouvons donc dans le cas dont nous avons parlé plus haut et où deux des exposants caractéristiques sont nuls. Mais, comme nous l'avons dit, cela ne peut créer une difficulté parce que l'on peut, à l'aide de l'intégrale connue abaisser à $2n - 1$ l'ordre des équations (1'). Il n'y a plus alors que $2n - 1$ exposants caractéristiques; l'un d'eux est nul et les $2n - 2$ autres, aux carrés desquels on peut conserver le nom de coefficients de stabilité, sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Reprenons le déterminant que nous avons eu à envisager dans le paragraphe précédent.

Nous avons dans ce paragraphe envisagé d'abord le cas où les équations (1) dépendent du temps t et d'un paramètre μ , et admettent pour $\mu = 0$ une solution périodique et une seule. Nous avons vu que si le déterminant fonctionnel:

$$\Delta = \frac{\partial(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n)}{\partial(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)} \neq 0$$

les équations admettront encore une solution périodique pour les petites valeurs de μ .

Ce déterminant peut s'écrire:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{d\gamma_1}{d\beta_1} - 1 & \frac{d\gamma_1}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\gamma_2}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_2}{d\beta_2} - 1 & \dots & \frac{d\gamma_2}{d\beta_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\gamma_n}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_n}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_n}{d\beta_n} - 1 \end{vmatrix}.$$

§ 10.

Or les exposants caractéristiques α sont donnés par l'équation:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\gamma_1}{d\beta_1} - e^{2\pi\alpha} & \frac{d\gamma_1}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\gamma_2}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_2}{d\beta_2} - e^{2\pi\alpha} & \dots & \frac{d\gamma_2}{d\beta_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\gamma_n}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_n}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_n}{d\beta_n} - e^{2\pi\alpha} \end{vmatrix} = 0.$$

Dire que Δ est nul, c'est donc dire que l'un des exposants caractéristiques est nul de sorte que nous pouvons énoncer de la façon suivante le premier des théorèmes démontrés au paragraphe précédent.

Si les équations (1) qui dépendent d'un paramètre μ admettent pour $\mu = 0$ une solution périodique dont aucun des exposants caractéristiques ne soit nul, elles admettront encore une solution périodique pour les petites valeurs de μ .

II. § 1 Solutions périodiques des équations de la dynamique.

Je prendrai, pour fixer les idées, les équations de la dynamique avec trois degrés de liberté, mais ce que je vais dire s'appliquerait évidemment au cas général. J'écrirai donc mes équations sous la forme:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, & \frac{dx_3}{dt} &= \frac{dF}{dy_3}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}, & \frac{dy_3}{dt} &= -\frac{dF}{dx_3}, \end{aligned}$$

F étant une fonction uniforme quelconque des x et des y , indépendante de t .

Je supposerai ensuite que x_1 , x_2 et x_3 sont des variables linéaires, mais que y_1 , y_2 et y_3 sont des variables angulaires, c'est à dire que F est une fonction périodique de y_1 , y_2 et y_3 avec la période 2π , de telle façon que la situation du système ne change pas quand une ou plusieurs des trois quantités y augmente d'un multiple de 2π . (Cf. chapitre I.)

Je supposerai de plus que F dépend d'un paramètre arbitraire μ et peut se développer suivant les puissances croissantes de ce paramètre de telle sorte que l'on ait:

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \mu^3 F_3 + \dots$$

Je supposerai enfin que F_0 ne dépend que des x et est indépendant des y de telle sorte que:

$$\frac{dF_0}{dy_1} = \frac{dF_0}{dy_2} = \frac{dF_0}{dy_3} = 0.$$

Rien n'est plus simple alors que d'intégrer les équations (1) quand $\mu = 0$; elles s'écrivent en effet:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dx_2}{dt} = \frac{dx_3}{dt} = 0,$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_2}, \quad \frac{dy_3}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_3}.$$

Ces équations montrent d'abord que x_1, x_2 et x_3 sont des constantes. On en conclut que

$$-\frac{dF_0}{dx_1}, \quad -\frac{dF_0}{dx_2}, \quad -\frac{dF_0}{dx_3}$$

qui ne dépendent que de x_1, x_2 et x_3 sont aussi des constantes que nous appellerons pour abréger n_1, n_2 et n_3 et qui sont complètement définies quand on se donne les valeurs constantes de x_1, x_2 et x_3 . Il vient alors:

$$y_1 = n_1 t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad y_3 = n_3 t + \bar{\omega}_3,$$

$\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2$ et $\bar{\omega}_3$ étant de nouvelles constantes d'intégration.

Quelle est la condition pour que la solution ainsi trouvée soit périodique et de période T . Il faut que si l'on change t en $t + T$, y_1, y_2 et y_3 augmentent d'un multiple de 2π , c'est à dire que:

$$n_1 T, n_2 T \text{ et } n_3 T$$

soient des multiples de 2π .

Ainsi pour que la solution que nous venons de trouver soit périodique, il faut et il suffit que les trois nombres n_1 , n_2 et n_3 soient commensurables entre eux.

Quant à la période T , ce sera le plus petit commun multiple des trois quantités:

$$\frac{2\pi}{n_1}, \frac{2\pi}{n_2} \text{ et } \frac{2\pi}{n_3}.$$

Nous excluons, au moins provisoirement de nos recherches, le cas où les trois fonctions $\frac{dF_1}{dx_1}$, $\frac{dF_2}{dx_2}$ et $\frac{dF_3}{dx_3}$ ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Si on laisse ce cas de côté, on peut toujours choisir x_1 , x_2 et x_3 de telle façon que n_1 , n_2 et n_3 aient telles valeurs que l'on veut, au moins dans un certain domaine. Il y aura donc une infinité de choix possibles pour les trois constantes x_1 , x_2 et x_3 qui conduiront à des solutions périodiques.

Je me propose de rechercher s'il existe encore de solutions périodiques de période T lorsque μ n'est plus égal à 0.

Pour cela, je vais chercher à satisfaire aux équations (1) en faisant

$$(2) \quad \begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + \mu x_1^1 + \mu^2 x_1^2 + \dots, \\ x_2 &= x_2^0 + \mu x_2^1 + \mu^2 x_2^2 + \dots, \\ x_3 &= x_3^0 + \mu x_3^1 + \mu^2 x_3^2 + \dots, \\ y_1 &= y_1^0 + \mu y_1^1 + \mu^2 y_1^2 + \dots, \\ y_2 &= y_2^0 + \mu y_2^1 + \mu^2 y_2^2 + \dots, \\ y_3 &= y_3^0 + \mu y_3^1 + \mu^2 y_3^2 + \dots. \end{aligned}$$

Dans ces formules x_1^0 , x_2^0 , x_3^0 désignent les valeurs constantes que j'avais été conduit plus haut à attribuer à x_1 , x_2 et x_3 quand je supposais $\mu = 0$ et qui sont telles que:

$$\frac{d}{dx_1} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_1, \quad \frac{d}{dx_2} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_2, \quad \frac{d}{dx_3} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_3$$

¹ Les chiffres placés en haut et à droite des lettres x et y dans les équations (2) sont des indices et non des exposants.

*Pour le prouver,
je vais employer
un raisonnement
analogue à
celui du §9.*

On a de plus:

$$y_i^0 = n_i t + \omega_i.$$

Enfin les x_i^1 , les y_i^1 , les x_i^2 , les y_i^2 etc. sont des fonctions du temps qu'il s'agira de déterminer et qui devront être périodiques de période T .

Dans F , à la place des x et des y , substituons leurs valeurs (2), puis développons F suivant les puissances croissantes de μ de telle sorte que l'on ait:

$$F = \phi_0 + \mu \phi_1 + \mu^2 \phi_2 + \dots$$

Il est clair que

$$\phi_0 = F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0)$$

ne dépend que des x_i^0 ; que

$$(3) \quad \phi_1 = F_1(x_1^0, x_2^0, x_3^0, y_1^0, y_2^0, y_3^0) + x_1^0 \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^0 \frac{dF_0}{dx_2^0} + x_3^0 \frac{dF_0}{dx_3^0}$$

ne dépend que des x_i^0 , des y_i^0 et des x_i^1 ; que ϕ_2 ne dépend que des x_i^0 , des y_i^0 , des x_i^1 , des y_i^1 et des x_i^2 etc.

Plus généralement, je puis écrire:

$$\phi_i = \theta_i + x_1^i \frac{dF_i}{dx_1^i} + x_2^i \frac{dF_i}{dx_2^i} + x_3^i \frac{dF_i}{dx_3^i} = \theta_i - n_1 x_1^i - n_2 x_2^i - n_3 x_3^i,$$

où θ_i dépend seulement

des x_i^0 , des $x_i^1, \dots$ et des x_i^{i-1}
des y_i^0 , des $y_i^1, \dots$ et des y_i^{i-1} .

Je puis ajouter que par rapport à y_i^0, y_i^1, y_i^2 la fonction θ_i est une fonction périodique de période 2π . L'équation (3) montre que $\theta_1 = F_1$.

Cela posé les équations différentielles peuvent s'écrire, en égalant les puissances de même nom de μ :

$$\frac{dx_1^0}{dt} = \frac{dx_2^0}{dt} = \frac{dx_3^0}{dt} = 0, \quad \frac{dy_1^0}{dt} = n_1, \quad \frac{dy_2^0}{dt} = n_2, \quad \frac{dy_3^0}{dt} = n_3.$$

On trouve ensuite:

$$(4) \quad \frac{dx_1^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_1^0}, \quad \frac{dx_2^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_2^0}, \quad \frac{dx_3^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_3^0}$$

part cette convergence est une conséquence nécessaire de l'existence même des solutions périodiques; je préfère donc employer le même raisonnement que dans ce paragraphe (1) pour établir cette existence.

Nous avons vu que les équations (1) admettent pour solution quand $\mu = 0$

$$x_1 = a_1, \quad x_2 = a_2, \quad x_3 = a_3,$$

$$y_1 = n_1 t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad y_3 = n_3 t + \bar{\omega}_3,$$

les a et les $\bar{\omega}$ étant des constantes d'intégration, et les n des fonctions des a .

Nous avons vu en outre que si

$$n_1 T, n_2 T, n_3 T$$

sont multiples de 2π , cette solution est périodique de période T .

Supposons ~~maintenant~~ que μ cesse d'être nul, et imaginons que, dans une certaine solution, les valeurs des x et des y pour $t = 0$ soient respectivement:

$$x_1 = a_1 + \partial a_1, \quad x_2 = a_2 + \partial a_2, \quad x_3 = a_3 + \partial a_3,$$

$$y_1 = \bar{\omega}_1 + \partial \bar{\omega}_1, \quad y_2 = \bar{\omega}_2 + \partial \bar{\omega}_2, \quad y_3 = \bar{\omega}_3 + \partial \bar{\omega}_3.$$

Supposons que, dans cette même solution, les valeurs des x et des y pour $t = T$ soient

$$x_1 = a_1 + \partial a_1 + \Delta a_1,$$

$$x_2 = a_2 + \partial a_2 + \Delta a_2,$$

$$x_3 = a_3 + \partial a_3 + \Delta a_3,$$

$$y_1 = \bar{\omega}_1 + n_1 T + \partial \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_1,$$

$$y_2 = \bar{\omega}_2 + n_2 T + \partial \bar{\omega}_2 + \Delta \bar{\omega}_2,$$

$$y_3 = \bar{\omega}_3 + n_3 T + \partial \bar{\omega}_3 + \Delta \bar{\omega}_3.$$

La condition pour que cette solution soit périodique de période T c'est que l'on ait:

$$(22) \quad \Delta a_1 = \Delta a_2 = \Delta a_3 = \Delta \bar{\omega}_1 = \Delta \bar{\omega}_2 = \Delta \bar{\omega}_3 = 0.$$

Les six équations (42) ne sont pas distinctes. En effet, comme $F = \text{const.}$ est une intégrale des équations (1), et que d'ailleurs F est périodique par rapport aux y , on a:

$$\begin{aligned} F(a_i + \partial a_i, \bar{\omega}_i + \partial \bar{\omega}_i) &= F(a_i + \partial a_i + \Delta a_i, \bar{\omega}_i + n_i T + \partial \bar{\omega}_i + \Delta \bar{\omega}_i) \\ &= F(a_i + \partial a_i + \Delta a_i, \bar{\omega}_i + \partial \bar{\omega}_i + \Delta \bar{\omega}_i). \end{aligned}$$

Il nous suffira donc de satisfaire à cinq des équations (42). Je supposerai de plus:

$$\bar{\omega}_1 = \partial \bar{\omega}_1 = 0, \quad \wedge$$

Il est aisé de voir que les Δa_i et les $\Delta \bar{\omega}_i$ sont des fonctions holomorphes de μ , des ∂a_i et des $\partial \bar{\omega}_i$, s'annulant quand toutes ces variables s'annulent.

Il s'agit donc de démontrer que l'on peut tirer des cinq dernières équations (42) ∂a_i , ∂a_2 , ∂a_3 , $\partial \bar{\omega}_2$ et $\partial \bar{\omega}_3$ en fonctions de μ .

Remarquons que quand μ est nul, on a

$$\Delta a_1 = \Delta a_2 = \Delta a_3 = 0.$$

Par conséquent Δa_1 , Δa_2 et Δa_3 , développés suivant les puissances de μ , des ∂a_i et des $\partial \bar{\omega}_i$, contiennent μ en facteur. Nous supprimerons ce facteur μ , et nous écrirons par conséquent les cinq équations (12) que nous avons à résoudre sous la forme:

$$(43) \quad \frac{\Delta a_1}{\mu} = \frac{\Delta a_2}{\mu} = \frac{\Delta a_3}{\mu} = \Delta \bar{\omega}_1 = \Delta \bar{\omega}_2 = \Delta \bar{\omega}_3 = 0.$$

Il est aisé de voir que si dans les deux premières équations (13) on fait $\mu = 0$, ces équations se ramènent aux relations (6)

$$\frac{d\phi}{d\bar{\omega}_1} = \frac{d\phi}{d\bar{\omega}_2} = 0.$$

Nous choisirons donc $\bar{\omega}_2$ et $\bar{\omega}_3$ de façon à satisfaire à ces relations. Quand on aura choisi de la sorte $\bar{\omega}_2$ et $\bar{\omega}_3$, on verra que les équations (13) sont satisfaites quand on y fait à la fois:

$$\mu = \partial \bar{\omega}_1 = \partial \bar{\omega}_2 = \partial a_1 = \partial a_2 = \partial a_3 = 0.$$

Nous pourrions donc tirer des équations (13) les cinq inconnues ∂a_i .

$\wedge$ ce qui vient à
prendre pour origine
du temps l'époque
où y_i est nul.

Note 9

Il nous faut déterminer ω_1 et ω_2 de telle façon que ces équations soient satisfaites pour

$$(14) \quad \mu = \delta \omega_1 = \delta \omega_2 = \delta a_1 = \delta a_2 = \delta a_3 = 0$$

Cherchons donc à déterminer les ω_1 et ω_2 qui deviendront les premiers membres des équations (14) quand on y fait $\mu = 0$.

Il vient:

$$n_1 T + \Delta \omega_1 = + \int_0^T \frac{dy_1}{dt} dt = - \int_0^T \frac{dF}{dx_1} dt = - \int_0^T \frac{dF_0}{d(a_1 + \delta a_1)} dt,$$

d'où:

$$\Delta \omega_1 = -T \left(\frac{dF_0}{dx_1} + n_1 \right)$$

et de même:

$$\Delta \omega_2 = -T \left(\frac{dF_0}{dx_2} + n_2 \right),$$

$$\Delta \omega_3 = -T \left(\frac{dF_0}{dx_3} + n_3 \right).$$

Il importe d'observer que dans F_0 il faut remplacer x_1, x_2 et x_3 par $a_1 + \delta a_1, a_2 + \delta a_2, a_3 + \delta a_3$; en effet pour $\mu = 0$, F_2 se réduit à F_0 et x_1, x_2, x_3 à des constantes qui restent constamment égales à leurs valeurs initiales, $a_1 + \delta a_1, a_2 + \delta a_2, a_3 + \delta a_3$.

Il vient d'autre part:

$$\frac{\Delta a_1}{\mu} = \frac{1}{\mu} \int_0^T \frac{dx_1}{dt} dt = \frac{1}{\mu} \int_0^T \frac{dF}{dy_1} dt$$

ou puisque F_0 ne dépend pas de y_1 ,

$$\frac{\Delta a_1}{\mu} = \int_0^T \frac{d}{dy_2} \left(\frac{F - F_0}{\mu} \right) dt$$

On pose $\mu = 0$

$$\frac{\Delta a_1}{\mu} = \int_0^T \frac{dF_1}{dy_2} dt$$

Soient supposés que les équations (14) sont satisfaites.

Supposons que $\mu, \delta \omega$ et les δa soient nuls à la fois; il faut alors faire dans F_1

$$x_1 = a_1, x_2 = a_2, x_3 = a_3, y_1 = n_1 t, y_2 = n_1 t + \omega_1, y_3 = n_1 t + \omega_2.$$

F_1 deviendra alors une fonction périodique de t de période T , et une fonction périodique de ω_1 et de ω_2 de période 2π .

Soit ϕ la valeur moyenne de F_1 considérée comme fonction périodique de t . Il viendra:

$$\frac{\Delta a_1}{\mu} = \int_0^T \frac{dF_1}{d\omega_2} dt = T \frac{d\phi}{d\omega_2}$$

et de même

$$\frac{\Delta x_2}{p} = T \frac{d\psi}{d\omega_2}.$$

Now, devons donc choisir ω_2 et ω_3 de façon à satisfaire aux équations,

$$\frac{d\psi}{d\omega_2} = \frac{d\psi}{d\omega_3} = 0.$$

Cela est toujours possible, en effet la fonction ψ est périodique en ω_2 et en ω_3 , et elle est finie; donc elle a au moins un maximum et un minimum, pour lesquels ses deux dérivées doivent s'annuler. (pff. 2 52 120)

Note 10.

Revenons au cas où l'on a trois degrés de liberté, et où la période est constante et égale à T .

Je dis que $x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3$ peuvent se développer suivant les puissances croissantes de p . En effet, en vertu du théorème III ~~et de~~ §2, les x et les y peuvent être développés suivant les puissances de p , et de $S_1, S_2, S_3, S_{\omega_2}$ et S_{ω_3} . Mais, imaginons que l'on ait, conformément aux considérations qui précèdent, déterminé les S_1 et les S_{ω_2} de façon que la solution soit périodique de période T . D'après ce que nous avons tiré alors les S_2 et les S_{ω_3} de l'équation (13) sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances de p , de sorte que les x et les y soient finalement ordonnés suivant les puissances de p .

La solution devant être périodique de période T quel que soit p , ^{les} coefficients des diverses puissances de p sont des fonctions périodiques de t .

L'existence et la convergence de ces séries étant ainsi établie par avance, ^{il faut} déterminer leurs coefficients.

Remarquons de plus que l'on peut toujours supposer que l'origine du temps ait été choisie de telle sorte que y_1 s'annule avec t , et que cela ait lieu quel que soit p . ~~on aura~~ Alors pour $t = 0$ on aura:

$$0 = y_1 = y_1' = y_1'' = \dots$$

L'existence et la convergence de ces séries étant ainsi établie, ^{il faut} déterminer leurs coefficients. (pff. 2 52 122)

Quand on aura choisi de la sorte $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$, on verra que les équations (23) sont satisfaites quand on y fait à la fois:

$$\mu = \partial \bar{\omega}_1 = \partial \bar{\omega}_2 = \partial a_1 = \partial a_2 = \partial u_1 = \partial u_2 = 0.$$

Nous pourrions donc tirer des équations (23) les cinq inconnues ∂a_1 et $\partial \bar{\omega}_1$ sous la forme de fonctions holomorphes de μ , s'annulant avec μ . Il n'y aurait d'exception que si le déterminant fonctionnel:

$$\frac{\partial \left(\frac{\Delta a_1}{\mu}, \frac{\Delta a_2}{\mu}, \Delta \bar{\omega}_1, \Delta \bar{\omega}_2, \Delta \bar{\omega}_3 \right)}{\partial (\partial a_1, \partial a_2, \partial \bar{\omega}_1, \partial \bar{\omega}_2, \partial \bar{\omega}_3)}$$

était nul. Mais pour $\mu = 0$, $\Delta \bar{\omega}_1$, $\Delta \bar{\omega}_2$ et $\Delta \bar{\omega}_3$ sont indépendants de $\partial \bar{\omega}_1$ et de $\partial \bar{\omega}_2$, de sorte que ce déterminant fonctionnel est le produit de deux autres:

$$\frac{\partial \left(\frac{\Delta a_1}{\mu}, \frac{\Delta a_2}{\mu} \right)}{\partial (\partial \bar{\omega}_1, \partial \bar{\omega}_2)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial (\Delta \bar{\omega}_1, \Delta \bar{\omega}_2, \Delta \bar{\omega}_3)}{\partial (\partial a_1, \partial a_2, \partial \bar{\omega}_3)}$$

Le premier de ces déterminants est égal au hessien de ϕ par rapport à $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ et le second au hessien de F_3 par rapport à x_1^2 , x_2^2 et x_3^2 .

Si donc aucun de ces deux hessiens n'est nul, il sera possible de satisfaire aux cinq équations (23) et par conséquent pour des valeurs suffisamment petites de μ , il existera une solution périodique de période T .

C. Q. F. D.

Nous allons maintenant chercher à déterminer, non plus seulement les solutions périodiques de période T , mais les solutions de période peu différente de T . Nous avons pris pour point de départ les trois nombres n_1, n_2, n_3 ; nous aurions pu tout aussi bien choisir trois autres nombres n'_1, n'_2, n'_3 , pourvu qu'ils soient commensurables entre eux, et nous serions arrivés à une autre solution périodique dont la période T aurait été le plus petit commun multiple de $\frac{2\pi}{n_1}, \frac{2\pi}{n_2}, \frac{2\pi}{n_3}$.

Si nous prenons en particulier:

$$n'_1 = n_1(1 + \varepsilon), \quad n'_2 = n_2(1 + \varepsilon), \quad n'_3 = n_3(1 + \varepsilon)$$

les trois nombres n'_1, n'_2, n'_3 seront commensurables entre eux puisqu'ils sont proportionnels aux trois nombres n_1, n_2 et n_3 .

Ils nous conduiront donc à une solution périodique de période:

$$T = \frac{T}{1 + \varepsilon}$$

Si l'on suppose
les facteurs T^2 et
- T^2

de telle façon que nous aurons:

$$(24) \quad x_i = \varphi_i(t, \mu, z), \quad y_i = \varphi'_i(t, \mu, z),$$

les φ_i et les φ'_i étant des fonctions développables suivant les puissances de μ et de z , et périodiques en t , mais de façon que la période dépende de z .

Si dans F nous remplaçons les x_i et les y_i par leurs valeurs (24), F doit devenir une constante indépendante du temps (puisque $F = \text{const.}$ est une des intégrales des équations (1)). Mais cette constante qui est dite constante des forces vives, dépendra de μ et de z et pourra être développée suivant les puissances croissantes de ces variables.

Si la constante des forces vives B est une donnée de la question, l'équation

$$F(\mu, z) = B$$

peut être regardée comme une relation qui lie z à μ . Si donc nous nous donnons arbitrairement B , il existera toujours une solution périodique quelle que soit la valeur choisie pour cette constante, mais la période dépendra de z et par conséquent de μ .

Un cas plus particulier que celui que nous venons de traiter en détail est celui où il n'y a que deux degrés de liberté. F ne dépend alors que de quatre variables x_1, y_1, x_2, y_2 et la fonction ϕ ne dépend plus que d'une seule variable ω_1 . Les relations (6) se réduisent alors à

$$(25) \quad \frac{d\phi}{d\omega_1} = 0$$

et le hessien de ϕ se réduit à $\frac{d^2\phi}{d\omega_1^2}$. D'où cette conclusion:

A chacune des racines simples de l'équation (25) correspond une solution périodique des équations (1), qui existe pour toutes les valeurs de μ suffisamment petites.

Je pourrais même ajouter qu'il en est encore de même pour chacune des racines d'ordre impair.

Ce que nous venons de dire s'applique en particulier à une équation que l'on rencontre quelquefois en Mécanique Céleste et dont plusieurs géomètres se sont déjà occupés. Cette équation est la suivante:

(fort. à tid 119)

ainsi que nous l'avons vu au § 9, et que cette équation admet toujours de racines réelles, puisque la fonction ϕ a au moins un maximum qui ne peut correspondre qu'à une racine réelle de l'équation (25).



5/1.

Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique.

Ainsi pour que la solution que nous venons de trouver soit périodique, il faut et il suffit que les trois nombres n_1 , n_2 et n_3 soient commensurables entre eux.

Quant à la période T , ce sera le plus petit commun multiple des trois quantités:

$$\frac{2\pi}{n_1}, \frac{2\pi}{n_2} \text{ et } \frac{2\pi}{n_3}.$$

Nous excluons, au moins provisoirement de nos recherches, le cas où les trois fonctions $\frac{dF_1}{dx_1}$, $\frac{dF_2}{dx_2}$ et $\frac{dF_3}{dx_3}$ ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Si on laisse ce cas de côté, on peut toujours choisir x_1 , x_2 et x_3 de telle façon que n_1 , n_2 et n_3 aient telles valeurs que l'on veut, au moins dans un certain domaine. Il y aura donc une infinité de choix possibles pour les trois constantes x_1 , x_2 et x_3 qui conduiront à des solutions périodiques.

Je me propose de rechercher s'il existe encore de solutions périodiques de période T lorsque μ n'est plus égal à 0.

Pour cela, je vais chercher à satisfaire aux équations (1) en faisant¹.

$$x_1 = x_1^0 + \mu x_1^1 + \mu^2 x_1^2 + \dots,$$

$$x_2 = x_2^0 + \mu x_2^1 + \mu^2 x_2^2 + \dots,$$

$$x_3 = x_3^0 + \mu x_3^1 + \mu^2 x_3^2 + \dots,$$

$$y_1 = y_1^0 + \mu y_1^1 + \mu^2 y_1^2 + \dots,$$

$$y_2 = y_2^0 + \mu y_2^1 + \mu^2 y_2^2 + \dots,$$

$$y_3 = y_3^0 + \mu y_3^1 + \mu^2 y_3^2 + \dots.$$

Dans ces formules x_1^0 , x_2^0 , x_3^0 désignent les valeurs constantes que j'avais été conduit plus haut à attribuer à x_1 , x_2 et x_3 quand je supposais $\mu = 0$ et qui sont telles que:

$$\frac{d}{dx_1} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_1, \quad \frac{d}{dx_2} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_2, \quad \frac{d}{dx_3} F(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_3.$$

¹ Les chiffres placés en haut et à droite des lettres x et y dans les équations (2) sont des indices et non des exposants.

On a de plus:

$$y_i^0 = n_i t + \omega_i.$$

Enfin les x_i^1 , les y_i^1 , les x_i^2 , les y_i^2 etc. sont des fonctions du temps qu'il s'agira de déterminer et qui devront être périodiques de période T .

Dans F , à la place des x et des y , substituons leurs valeurs (1), puis développons F suivant les puissances croissantes de μ de telle sorte que l'on ait:

$$F = \phi_0 + \mu \phi_1 + \mu^2 \phi_2 + \dots$$

Il est clair que

$$\phi_0 = F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0)$$

ne dépend que des x_i^0 ; que

$$(2) \quad \phi_1 = F_1(x_1^0, x_2^0, x_3^0, y_1^0, y_2^0, y_3^0) + x_1^0 \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^0 \frac{dF_0}{dx_2^0} + x_3^0 \frac{dF_0}{dx_3^0}$$

ne dépend que des x_i^0 , des y_i^0 et des x_i^1 ; que ϕ_2 ne dépend que des x_i^0 , des y_i^0 , des x_i^1 , des y_i^1 et des x_i^2 etc.

Plus généralement, je puis écrire:

$$\phi_k = \theta_k + x_1^k \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^k \frac{dF_0}{dx_2^0} + x_3^k \frac{dF_0}{dx_3^0} = \theta_k - n_1 x_1^k - n_2 x_2^k - n_3 x_3^k,$$

où θ_k dépend seulement

$$\left. \begin{array}{l} \text{des } x_i^0, \text{ des } x_i^1, \dots \text{ et des } x_i^{k-1}, \\ \text{des } y_i^0, \text{ des } y_i^1, \dots \text{ et des } y_i^{k-1}. \end{array} \right\}$$

17

Je puis ajouter que par rapport à y_i^0, y_i^1, y_i^2 la fonction θ_k est une fonction périodique de période 2π . L'équation (2) montre que $\theta_1 = F_1$.

Cela posé les équations différentielles peuvent s'écrire, en égalant les puissances de même nom de μ :

$$\frac{dx_1^0}{dt} = \frac{dx_2^0}{dt} = \frac{dx_3^0}{dt} = 0, \quad \frac{dy_1^0}{dt} = n_1, \quad \frac{dy_2^0}{dt} = n_2, \quad \frac{dy_3^0}{dt} = n_3.$$

On trouve ensuite:

$$(3) \quad \frac{dx_1^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_1^0}, \quad \frac{dx_2^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_2^0}, \quad \frac{dx_3^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_3^0}$$

§ II. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique.

69

et

$$(1) \quad \frac{dy_1^1}{dt} = -\frac{d\phi_1}{dx_1^1}, \quad \frac{dy_2^1}{dt} = -\frac{d\phi_1}{dx_2^1}, \quad \frac{dy_3^1}{dt} = -\frac{d\phi_1}{dx_3^1},$$

et plus généralement:

$$(2) \quad \frac{dx_i^1}{dt} = \frac{d\phi_1}{dy_i^1}$$

et:

$$(3) \quad \frac{dy_i^1}{dt} = -\frac{d\phi_1}{dx_i^1} = -\frac{d\theta_i}{dx_i^1} - x_1^1 \frac{d^2 F_1}{dx_1^1 dx_i^1} - x_2^1 \frac{d^2 F_2}{dx_2^1 dx_i^1} - x_3^1 \frac{d^2 F_3}{dx_3^1 dx_i^1}.$$

Intégrons d'abord les équations (1). Dans F_1 nous remplacerons y_1^1, y_2^1, y_3^1 par leurs valeurs:

$$n_1 t + \bar{\omega}_1, n_2 t + \bar{\omega}_2, n_3 t + \bar{\omega}_3.$$

Nous pouvons d'ailleurs toujours choisir l'origine des temps de telle façon que $\bar{\omega}_1$ soit nul. Alors les seconds membres des équations (4) sont des fonctions périodiques de t de période T ; ces seconds membres peuvent donc être développés en séries procédant suivant les sinus et les cosinus des multiples de $\frac{2\pi t}{T}$. Pour que les valeurs de x_1^1, x_2^1 et x_3^1 tirées des équations (2) soient des fonctions périodiques de t , il faut et il suffit que ces séries ne contiennent pas de termes tout connus.

Je puis écrire en effet:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1^1 + m_2 y_2^1 + m_3 y_3^1 + h),$$

où m_1, m_2, m_3 sont des entiers positifs ou négatifs et où A et h sont des fonctions de x_1^1, x_2^1, x_3^1 . J'écrirai pour abréger:

$$F_1 = \sum A \sin \omega$$

en posant

$$\omega = m_1 y_1^1 + m_2 y_2^1 + m_3 y_3^1 + h.$$

Je trouverai alors

$$\frac{dF_1}{dy_1^1} = \sum A m_1 \cos \omega, \quad \frac{dF_1}{dy_2^1} = \sum A m_2 \cos \omega, \quad \frac{dF_1}{dy_3^1} = \sum A m_3 \cos \omega$$

Il faut que y_i^1 soit
une fonction
de t .

113 § II
60

195

70

H. Poincaré.

S.M.

et

$$\omega = t(m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3) + h + m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2.$$

Parmi les termes de ces séries, je distinguerai ceux pour lesquels

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0$$

et qui sont indépendants de t . Ces termes existent puisque nous avons supposé que les trois nombres n_1 , n_2 et n_3 sont commensurables entre eux.

Je poserai alors

$$\phi = S A \sin \omega, \quad (m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0, \quad \omega = h + m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2)$$

la sommation représentée par le signe S s'étendant à tous les termes de F_1 pour lesquels le coefficient de t est nul. Nous aurons alors:

$$\frac{d\phi}{d\bar{\omega}_1} = S A m_1 \cos \omega, \quad \frac{d\phi}{d\bar{\omega}_2} = S A m_2 \cos \omega.$$

Si donc on a:

12

$$\frac{d\phi}{d\bar{\omega}_1} = \frac{d\phi}{d\bar{\omega}_2} = 0,$$

il viendra:

13

$$\frac{d\phi}{d\bar{\omega}_1} = 0, \quad \frac{d\phi}{d\bar{\omega}_2} = 0, \quad S A m_3 \cos \omega = 0.$$

La première des équations (13) est en effet une conséquence des deux autres, puisque en vertu de la relation $m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0$, on a identiquement

$$n_1 S A m_1 \cos \omega + n_2 S A m_2 \cos \omega + n_3 S A m_3 \cos \omega = 0.$$

12

Si donc les relations (13) sont satisfaites, les séries $\sum A m_i \cos \omega$ ne contiendront pas de terme tout connu, et les équations (13) nous donneront:

$$x_1^1 = \sum \frac{A m_1 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_1^1, \quad x_2^1 = \sum \frac{A m_2 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_2^1,$$

$$x_3^1 = \sum \frac{A m_3 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_3^1,$$

C_1^1 , C_2^1 et C_3^1 étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Il me reste à démontrer que l'on peut choisir les constantes $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ de façon à satisfaire aux relations (V). La fonction ϕ est une fonction périodique de $\bar{\omega}_1$ et de $\bar{\omega}_2$ qui ne change pas quand l'une de ces deux variables augmente de 2π . De plus elle est finie, elle aura donc au moins un maximum et un minimum. Il y a donc au moins deux manières de choisir $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ de façon à satisfaire aux relations (V).

Je pourrais même ajouter qu'il y en a au moins quatre, sans pouvoir toutefois affirmer qu'il en est encore de même quand le nombre de degrés de liberté est supérieur à trois.

Je vais maintenant chercher à déterminer à l'aide des équations (V) les trois fonctions y_i^1 et les trois constantes C_i^1 .

Nous pouvons regarder comme connus les x_i^1 et les y_i^1 ; les x_i^1 sont connus également aux constantes près C_i^1 . Je puis donc écrire les équations (9) sous la forme suivante:

$$(V) \quad \frac{dy_i^1}{dt} = H_i - C_1^1 \frac{d^2 F_i}{dx_1^2 dx_i^2} - C_2^1 \frac{d^2 F_i}{dx_2^2 dx_i^2} - C_3^1 \frac{d^2 F_i}{dx_3^2 dx_i^2},$$

où les H_i représentent des fonctions entièrement connues développées en séries suivant les sinus et cosinus des multiples de $\frac{2\pi t}{T}$. Les coefficients de C_1^1 , C_2^1 et C_3^1 sont des constantes que l'on peut regarder comme connues.

Pour que la valeur de y_i^1 tirée de cette équation soit une fonction périodique de t , il faut et il suffit que dans le second membre le terme tout connu soit nul. Si donc H_i^0 désigne le terme tout connu de la série trigonométrique H_i , je devrai avoir:

$$(V) \quad C_1^1 \frac{d^2 F_i}{dx_1^2 dx_i^2} + C_2^1 \frac{d^2 F_i}{dx_2^2 dx_i^2} + C_3^1 \frac{d^2 F_i}{dx_3^2 dx_i^2} = H_i^0.$$

Les trois équations linéaires (9) déterminent les trois constantes C_1^1 , C_2^1 et C_3^1 .

Il n'y aurait d'exception que si le déterminant de ces trois équations était nul; c'est à dire si le hessien de F_i par rapport à x_1^1 , x_2^1 et x_3^1 était nul; nous excluons ce cas.

Les équations (8) me donneront donc:

$$y_i^1 = \eta_i^1 + k_i^1, \quad y_i^2 = \eta_i^2 + k_i^2, \quad y_i^3 = \eta_i^3 + k_i^3,$$

les η_i^1 étant des fonctions périodiques de t entièrement connues, et les k_i^1 étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Venons maintenant aux équations (8') en y faisant $k=2$ et $i=1, 2, 3$ et cherchons à déterminer à l'aide des trois équations ainsi obtenues, les trois fonctions x_i^2 et les trois constantes k_i^1 .

Il est aisé de voir que nous avons:

$$\theta_i = \Omega_i + y_i^1 \frac{dF_i}{dy_i^1} + y_i^2 \frac{dF_i}{dy_i^2} + y_i^3 \frac{dF_i}{dy_i^3},$$

où Ω_i dépend seulement des x_i^0 , des y_i^0 et des x_i^1 et où l'on a, comme plus haut:

$$\frac{dF_i}{dy_i^1} = \sum A m_i \cos \omega.$$

Les équations (8') s'écrivent alors:

$$\frac{dx_i^2}{dt} = \frac{d\Omega_i}{dy_i^1} + \sum y_i^1 \frac{d^2 F_i}{dy_i^1 dy_i^2}$$

ou

$$(16) \quad \frac{dx_i^2}{dt} = H_i - k_i^1 \sum A m_i \sin \omega - k_i^2 \sum A m_i \sin \omega - k_i^3 \sum A m_i \sin \omega,$$

H_i étant une fonction périodique de t , que l'on peut regarder comme entièrement connue. Pour que l'on puisse tirer de cette équation x_i^2 sous la forme d'une fonction périodique, il faut et il suffit que les seconds membres des équations (16), développés en séries trigonométriques, ne possèdent pas de termes tout connus. Nous devons donc disposer des quantités k_i^1 de manière à annuler ces termes tout connus. Nous serions ainsi conduits à trois équations linéaires entre les trois quantités k_i^1 ; mais comme le déterminant de ces trois équations est nul, il y a une petite difficulté et je suis forcé d'entrer dans quelques détails.

Nous allons d'abord supposer

$$k_i^1 = 0;$$

nous n'aurons plus alors que deux inconnues k_i^2 et k_i^3 et trois équations à satisfaire; mais ces trois équations ne sont pas distinctes comme nous allons le voir.

1. Annuler θ_i et t

11 Comme y_i^1 s'annule avec t , on doit avoir

16

Appelons en effet E_i le terme tout connu de H_i^1 , ces trois équations s'écriront:

$$\begin{aligned} E_1 &= k_1^1 S A m_1 m_2 \sin \omega + k_2^1 S A m_2 m_1 \sin \omega, \\ (17) \quad E_2 &= k_1^1 S A m_1^2 \sin \omega + k_2^1 S A m_2 m_1 \sin \omega, \\ E_3 &= k_1^1 S A m_1 m_2 \sin \omega + k_2^1 S A m_2^2 \sin \omega, \end{aligned}$$

en conservant au signe de sommation S le même sens que plus haut. Je ne considérerai d'abord que les deux dernières des équations (17) que j'écrirai:

$$\begin{aligned} -E_2 &= k_1^1 \frac{d\phi}{d\omega_1} + k_2^1 \frac{d^2\phi}{d\omega_1 d\omega_2}, \\ -E_3 &= k_2^1 \frac{d^2\phi}{d\omega_1 d\omega_2} + k_1^1 \frac{d^2\phi}{d\omega_2^2}. \end{aligned}$$

De ces deux équations on peut tirer k_2^1 et k_1^1 , à moins que le hessien de ϕ par rapport à ω_1 et ω_2 ne soit nul. Si l'on donne aux k_i^1 les valeurs ainsi obtenues, les deux dernières équations (17) nous donneront x_2^1 et x_3^1 sous la forme suivante:

$$x_2^1 = \xi_2^1 + C_2^1, \quad x_3^1 = \xi_3^1 + C_3^1,$$

les ξ_i^1 étant des fonctions périodiques de t entièrement connues et les C_i^1 étant de nouvelles constantes d'intégration.

Pour trouver x_1^1 nous pouvons, au lieu d'employer la première des équations (17) nous servir des considérations suivantes:

Les équations (1) admettent une intégrale:

$$F = B,$$

B étant une constante d'intégration que je supposerai développée suivant les puissances de μ en écrivant:

$$B = B_0 + \mu B_1 + \mu^2 B_2 + \dots,$$

de sorte que l'on a:

$$\phi_0 = B_0, \quad \phi_1 = B_1, \quad \phi_2 = B_2, \dots,$$

B_0, B_1, B_2 etc. étant autant de constantes différentes.

Le premier membre de l'équation:

$$\phi_2 = R_2$$

dépend des x_1^0 , des y_1^0 , des x_1^1 , des y_1^1 , de x_1^2 et de x_1^3 qui sont des fonctions connues de t et de x_1^2 que nous n'avons pas encore calculé. De cette équation, nous pourrions donc tirer x_1^2 sous la forme suivante:

$$x_1^2 = \xi_1^2 + C_1^2.$$

ξ_1^2 sera une fonction périodique de t entièrement déterminée et C_1^2 est une constante qui dépend de B_1 , de C_1^0 et de C_1^1 .

Nous pouvons conclure de là que la première des équations (12) doit être satisfaite et par conséquent que ces trois équations (12) ne sont pas distinctes.

Prenons maintenant les équations (9') et faisons-y $k = 2$; nous obtiendrons trois équations qui nous permettront de déterminer les constantes C_1^0 , C_1^1 et C_1^2 et d'où l'on tirera en outre les y_1^2 sous la forme:

$$y_1^2 = \eta_1^2 + k_1^2, \quad y_2^2 = \eta_2^2 + k_2^2, \quad y_3^2 = \eta_3^2 + k_3^2,$$

les η étant des fonctions périodiques de t entièrement connues et les k étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Reprenons ensuite les équations (9') en y faisant $k = 3$; si nous supposons $k_1^2 = 0$, nous pourrions tirer des trois équations ainsi obtenues, d'abord les deux constantes k_2^2 et k_3^2 , puis les x_1^3 sous la forme:

$$x_1^3 = \xi_1^3 + C_1^3,$$

les ξ étant des fonctions périodiques connues de t et les C_1^3 étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Et ainsi de suite.

Voilà un procédé pour trouver des séries ordonnées suivant les puissances de μ , périodiques de période T par rapport au temps et satisfaisant aux équations (1). Ce procédé ne serait en défaut que si le hessien de F_0 par rapport aux x_i^0 était nul ou si le hessien de ϕ par rapport à $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ était nul.

On pourrait démontrer directement la convergence de ces séries par les procédés ordinaires du calcul des limites de Cauchy, mais d'autre-

Ce que nous venons de dire s'applique en particulier à une équation que l'on rencontre quelquefois en Mécanique Céleste et dont plusieurs géomètres se sont déjà occupés. Cette équation est la suivante:

$$(16) \quad \frac{d^2 \rho}{dt^2} + n^2 \rho + m \rho^3 = \mu R(\rho, t).$$

18

n et m sont des constantes, μ est un paramètre très petit et R est une fonction de ρ et de t , développée suivant les puissances croissantes de ρ et périodique par rapport à t .

Pour bien nous en rendre compte, il faut d'abord ramener l'équation (16) à la forme canonique des équations de la dynamique. Cela se fera en posant:

$$\xi = t, \quad \frac{d\rho}{dt} = \sigma, \quad F = \frac{\sigma^2}{2} + \frac{n^2 \rho^2}{2} + \frac{m \rho^4}{4} - \mu \int R(\rho, \xi) d\rho + \eta,$$

ξ et η étant deux nouvelles variables auxiliaires et l'intégrale $\int R(\rho, \xi) d\rho$ étant calculée en regardant ξ comme une constante. On trouve alors:

$$(17) \quad \frac{d\rho}{dt} = \frac{dF}{d\sigma}, \quad \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{dF}{d\rho}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \frac{dF}{d\eta},$$

19

auxquelles nous pourrions adjoindre (η étant restée jusqu'ici complètement arbitraire) l'équation suivante:

$$(17) \quad \frac{d\eta}{dt} = -\frac{dF}{d\xi}$$

qui complète un système canonique.

Quand $\mu = 0$ l'intégrale générale de l'équation (16) s'écrit

$$(18) \quad \rho = h \sin(gt + \bar{\omega}), \quad \sigma = hg \cos(gt + \bar{\omega}) \sin(gt + \bar{\omega})$$

où g et $\bar{\omega}$ sont deux constantes d'intégration et où h , ainsi que le module du sinus amplitude sont deux fonctions de g faciles à déterminer.

Nous allons changer de variables; nous prendrons au lieu de ξ, η, ρ et σ , quatre variables x_1, y_1, x_2, y_2 , définies comme il suit. Nous aurons d'abord:

$$x_1 = \eta, \quad y_1 = \xi.$$

Des équations (18) qui donnent ρ et σ en fonctions de g et de $gt + \bar{\omega}$ pour $\mu = 0$, on peut tirer g et $gt + \bar{\omega}$ en fonctions de ρ et de σ . Il vient:

$$g = \chi_1(\rho, \sigma), \quad gt + \bar{\omega} = \chi_2(\rho, \sigma).$$

Nous prendrons alors pour x_1 une certaine fonction de $\chi_1(\rho, \sigma)$ et pour y_1

$$y_1 = \frac{k}{2\pi} \chi_1(\rho, \sigma),$$

k désignant la période réelle de $\sin(x)$.

Si alors x_1 a été convenablement choisi en fonction de χ_1 , les équations conserveront leur forme canonique

$$\frac{dy_1}{dt} = \frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dx_1}{dt} = -\frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = -\frac{dF}{dy_2}, \quad \frac{dy_2}{dt} = \frac{dF}{dx_2}.$$

Il est clair d'ailleurs que pour $\mu = 0$, F ne dépend que de x_1 et de x_2 et non de y_1 et de y_2 .

Nous nous trouvons donc bien dans les conditions énoncées au début de ce paragraphe.

L'équation (16) a surtout été étudiée par les géomètres dans le cas où $m = 0$; il semble au premier abord qu'elle est alors beaucoup plus simple. Ce n'est qu'une illusion; en effet, si l'on suppose $m = 0$, on se trouve dans le cas où le hessien de F_* est nul et ce que nous avons dit dans ce paragraphe n'est plus applicable sans modification.

Ce n'est pas que les particularités que présente l'équation (16) dans le cas général ne soient encore vraies pour $m = 0$, toutes les fois du moins que μ n'est pas nul. La seule différence, c'est qu'on ne peut les mettre en évidence par un développement suivant les puissances de μ . L'apparente simplification qu'a reçue ainsi l'équation (16) n'a fait qu'augmenter les difficultés. Il est vrai qu'on est conduit quand $m = 0$, à des séries beaucoup plus simples que dans le cas général, mais ces séries ne convergent pas comme nous le verrons dans la suite.

§ 4. Calcul des exposants caractéristiques.

Reprenons les équations (1) du paragraphe précédent

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad (i=1, 2, 3)$$

Supposons qu'on ait trouvé une solution périodique de ces équations:

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t)$$

N° 11.

La méthode exposée dans le paragraphe s'applique également à un particulier, du problème des trois corps.

Supposons une masse nulle attirée par deux ^{Aut. B.} ~~axes~~ ^{lignes} masses mobiles ^{à 1-p} et l'autre à p et ~~fléchissant~~ ^{fléchissant} toutes deux d'un mouvement uniforme ^{deux} en confiances concentriques autour de leur centre de gravité commun supposé fixe. Imaginons que de plus que la masse C se mouve dans le plan de ces deux axes fixes.

Nous verrons plus loin que dans ce cas, les équations du mouvement peuvent se mettre sous la forme suivante:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = \frac{dP}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{dP}{dy_2},$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -\frac{dP}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dP}{dx_2}.$$

On désigne par x_1 la constante des axes, l'angle azimutal du point C, par x_2 la racine carrée du grand axe de l'orbite de C, par y_1 la différence de x_1 longitude du périhélie de C et de la longitude de B, par y_2 l'anomalie moyenne.

Ce doit avoir d'autre part

D'ailleurs P peut être développée suivant les puissances de p et l'on a:

$$F_0 = x_1 + \frac{1}{2x_2^2}.$$

Il est aisé de voir que le premier de F_0 par rapport à x_1 et à x_2 est nul.

Il semble donc d'abord que les méthodes du ^{paragraphe} précédent sont en défaut. Il n'en est rien et un artifice très simple permet de tourner la difficulté.

Les équations (1) admettent comme intégrale

$$P = C.$$

Considérons la constante C comme une donnée de la question.

Si alors $q(P)$ est une fonction quelconque de P et $q'(P)$ sa dérivée, on aura:

$$q'(P) = q'(C)$$

et les équations (1) pourront s'écrire:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{q'(P)}{q'(C)} \frac{dP}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{q'(P)}{q'(C)} \frac{dP}{dx_i}$$

ou

$$(1b) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{d}{dy_i} \left[\frac{q(P)}{q'(C)} \right], \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{d}{dx_i} \left[\frac{q(P)}{q'(C)} \right].$$

En général, le premier de $q(P_0)$ ne sera pas nul. C'est ce qui arrive en particulier quand

$$q(P_0) = F_0^2 = x_1^2 + \frac{x_1}{x_2^2} + \frac{1}{4x_2^4}.$$

§II.

Les solutions des équations (1) qui correspondent à la valeur ^{particulière} C de l'intégrale F appartiennent aussi aux équations (1 bis).

Considérons maintenant une solution des équations (1) qui est telle que l'intégrale F soit égale à une constante C_1 différente de C .

Soit qu'on change l'unité de temps, c'est à dire posons qu'on y change t en

$$t \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)}.$$

On a en effet:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i};$$

on change t en $t \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)}$ il vient donc:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dx_i};$$

ou puisque $P=C_1$,

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\varphi'(P)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\varphi'(P)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dx_i}.$$

C. I. F. D.

Des solutions de (1) il est donc aisé de déduire celles de (1 bis) et inversement.

Les méthodes du présent paragraphe sont donc grâce à cet artifice, applicables à ce cas particulier du problème des trois corps.

Elles ne le seraient pas aussi aisément au cas général. Dans le cas général en effet, non seulement le hessien de F_0 est nul, mais celui de $\varphi(F_0)$ est encore nul, quelle que soit la fonction φ .

Cela de la certitude, difficultés dont je ne parle pas ici; j'y reviens donc plus loin et je ne bornerai pour le moment à renvoyer le lecteur à un travail que j'ai inséré dans le Bulletin Astronomique, Tome 1^{er} page 65.

Reprenons les équations (1) du paragraphe précédent

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}, \quad (i=1, 2, 3)$$

Supposons qu'on ait trouvé une solution périodique de ces équations:

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t)$$

et proposons-nous de déterminer les exposants caractéristiques de cette solution.

Pour cela nous poserons:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \psi_i(t) + \eta_i,$$

puis nous formerons les équations aux variations des équations (1) que nous écrirons:

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dy_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dx_k} \eta_k, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= -\sum_k \frac{d^2F}{dx_i dx_k} \xi_k - \sum_k \frac{d^2F}{dx_i dy_k} \eta_k, \end{aligned} \quad (i, k=1, 2, 3)$$

et nous chercherons à intégrer ces équations en faisant:

$$(3) \quad \xi_i = e^{\mu t} S_i, \quad \eta_i = e^{\mu t} T_i,$$

S_i et T_i étant des fonctions périodiques de t . Nous savons qu'il existe en général six solutions particulières de cette forme (les équations linéaires (2) étant du sixième ordre). Mais il importe d'observer, que dans le cas particulier qui nous occupe, il n'y a plus que quatre solutions particulières qui conservent cette forme, parce que deux des exposants caractéristiques sont nuls, et qu'il y a par conséquent deux solutions particulières d'une forme dégénérante.

Cela posé, supposons d'abord $\mu = 0$, alors F se réduit à F_0 comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent et ne dépend plus que de x_1^0, x_2^0 et x_3^0 .

Alors les équations (2) se réduisent à:

$$(2') \quad \frac{d\xi_i}{dt} = 0, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = -\sum_k \frac{d^2F_0}{dx_i dx_k} \xi_k.$$

Les coefficients de ξ_k dans la seconde équation (2') sont des constantes. Nous prendrons comme solutions des équations (2')

$$\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0, \quad \eta_1 = \eta_1^0, \quad \eta_2 = \eta_2^0, \quad \eta_3 = \eta_3^0,$$

η_1^0, η_2^0 et η_3^0 étant trois constantes d'intégration.

Cette solution n'est pas la plus générale puisqu'elle ne contient que trois constantes arbitraires, mais c'est la plus générale parmi celles que

l'on peut ramener à la forme (3). Nous voyons ainsi que pour $\mu = 0$, les six exposants caractéristiques sont nuls.

Ne supposons plus maintenant que μ soit nul. Nous allons maintenant chercher à développer α , S_i et T_i , non pas suivant les puissances croissantes de μ , mais suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ en écrivant:

$$\alpha = \alpha_1 \sqrt{\mu} + \alpha_2 \mu + \alpha_3 \mu \sqrt{\mu} + \dots,$$

$$S_i = S_i^0 + S_i^1 \sqrt{\mu} + S_i^2 \mu + S_i^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots,$$

$$T_i = T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + T_i^2 \mu + T_i^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots$$

Alors on a:

$$S_i^0 = 0, \quad T_i^0 = \eta_i^0$$

et:

$$\xi_i = e^{\alpha} (S_i^0 + S_i^1 \sqrt{\mu} + \dots), \quad \eta_i = e^{\alpha} (T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + \dots),$$

$$(4) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = e^{\alpha} \left[\frac{dS_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dS_i^1}{dt} + \dots \right] + \alpha S_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} S_i^1 + \dots, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = e^{\alpha} \left[\frac{dT_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dT_i^1}{dt} + \dots \right] + \alpha T_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} T_i^1 + \dots$$

Nous développerons d'autre part les dérivées secondes de F qui entrent comme coefficients dans les équations (2) en écrivant:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} &= A_{ik}^0 + \mu A_{ik}^1 + \mu^2 A_{ik}^2 + \dots, \\ \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} &= B_{ik}^0 + \mu B_{ik}^1 + \mu^2 B_{ik}^2 + \dots, \\ -\frac{d^2 F}{dx_i dx_k} &= C_{ik}^0 + \mu C_{ik}^1 + \mu^2 C_{ik}^2 + \dots, \\ -\frac{d^2 F}{dx_i dy_k} &= D_{ik}^0 + \mu D_{ik}^1 + \mu^2 D_{ik}^2 + \dots. \end{aligned}$$

Ces développements ne contiennent que des puissances entières de μ et ne possèdent pas comme les développements (4) des termes dépendants de $\sqrt{\mu}$.

§12.

Note 12

Je me propose d'abord d'établir que ce développement est possible.

Montrons d'abord que les exposants caractéristiques α et β peuvent se développer suivant les puissances croissantes de $\sqrt{\mu}$.

D'après ce que nous avons vu au §11, les exposants caractéristiques nous sont donnés par l'équation suivante, en reprenant les notations du §9 et 10.

$$\begin{vmatrix} \frac{dy_1}{d\beta_1} - e^{\alpha T} \frac{dy_1}{d\beta_2} & \dots & \frac{dy_1}{d\beta_n} \\ \frac{dy_2}{d\beta_1} & \frac{dy_2}{d\beta_2} - e^{\alpha T} & \dots & \frac{dy_2}{d\beta_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{dy_n}{d\beta_1} & \frac{dy_n}{d\beta_2} & \dots & \frac{dy_n}{d\beta_n} - e^{\alpha T} \end{vmatrix} = 0.$$

Le premier membre de cette équation est holomorphe en α , de plus, d'après le théorème III ~~chapitre~~ §2, les y peuvent être développés suivant les puissances de μ et des β (cf. §9), d'ailleurs d'après le §9 les β peuvent se développer eux-mêmes suivant les puissances de μ . D'après cela les y et le déterminant que je viens d'écrire peuvent eux-mêmes être développés suivant les puissances de μ . Il résulte de là que les exposants α nous sont donnés en fonction de μ par une équation:

$$G(\alpha, \mu) = 0$$

dont le premier membre est holomorphe en α et en μ .

Si pour $\mu = 0$, tous les exposants α étaient différents les uns des autres, l'équation $G = 0$ n'aurait pour $\mu = 0$ que des racines simples, et on en conclurait que les α seraient développables suivant les puissances de μ (Théorème IV ~~chapitre~~ §2).

Mais il n'en est pas ainsi, nous venons de voir en effet que pour $\mu = 0$, tous les α sont nuls.

Reprenons les notations du §11, notre équation pourra s'écrire, en supposant trois degrés de liberté seulement:

$$0 = G(\alpha, \mu) = \begin{vmatrix} \frac{d\Delta a_1}{dS a_1} + 1 - e^{\alpha T} & \frac{d\Delta a_1}{dS a_2} & \frac{d\Delta a_1}{dS a_3} & \frac{d\Delta a_1}{dS \omega_1} & \frac{d\Delta a_1}{dS \omega_2} & \frac{d\Delta a_1}{dS \omega_3} \\ \frac{d\Delta a_2}{dS a_1} & \frac{d\Delta a_2}{dS a_2} + 1 - e^{\alpha T} & \frac{d\Delta a_2}{dS a_3} & \frac{d\Delta a_2}{dS \omega_1} & \frac{d\Delta a_2}{dS \omega_2} & \frac{d\Delta a_2}{dS \omega_3} \\ \frac{d\Delta a_3}{dS a_1} & \frac{d\Delta a_3}{dS a_2} & \frac{d\Delta a_3}{dS a_3} + 1 - e^{\alpha T} & \frac{d\Delta a_3}{dS \omega_1} & \frac{d\Delta a_3}{dS \omega_2} & \frac{d\Delta a_3}{dS \omega_3} \\ \frac{d\Delta \omega_1}{dS a_1} & \frac{d\Delta \omega_1}{dS a_2} & \frac{d\Delta \omega_1}{dS a_3} & \frac{d\Delta \omega_1}{dS \omega_1} + 1 - e^{\alpha T} & \frac{d\Delta \omega_1}{dS \omega_2} & \frac{d\Delta \omega_1}{dS \omega_3} \\ \frac{d\Delta \omega_2}{dS a_1} & \frac{d\Delta \omega_2}{dS a_2} & \frac{d\Delta \omega_2}{dS a_3} & \frac{d\Delta \omega_2}{dS \omega_1} & \frac{d\Delta \omega_2}{dS \omega_2} + 1 - e^{\alpha T} & \frac{d\Delta \omega_2}{dS \omega_3} \\ \frac{d\Delta \omega_3}{dS a_1} & \frac{d\Delta \omega_3}{dS a_2} & \frac{d\Delta \omega_3}{dS a_3} & \frac{d\Delta \omega_3}{dS \omega_1} & \frac{d\Delta \omega_3}{dS \omega_2} & \frac{d\Delta \omega_3}{dS \omega_3} + 1 - e^{\alpha T} \end{vmatrix}$$

Cela fait, je pose:

$$\lambda = \lambda \sqrt{\mu}.$$

Je divise ~~en~~ les trois premières lignes du déterminant par $\sqrt{\mu}$; je divise ensuite les trois dernières colonnes par $\sqrt{\mu}$. (de sorte que le déterminant lui-même se trouve finalement divisé par μ^3)

Je fais ensuite $\mu = 0$.

J'observe que d'après ce que nous avons vu au § II, $\Delta a_1, \Delta a_2, \Delta a_3$ sont divisibles par μ . Si donc j'enlève le premier élément de la première ligne et cet élément après la division par $\sqrt{\mu}$ s'écrit:

$$\frac{d\Delta a_1}{\sqrt{\mu} dS a_1} + \frac{1 - e^{\lambda T \sqrt{\mu}}}{\sqrt{\mu}}$$

et quand on y fera $\mu = 0$ il deviendra $-\lambda T$.

De même le second élément de la 1^{re} ligne s'écrit:

$$\frac{d\Delta a_2}{\sqrt{\mu} dS a_2}$$

et il tend vers 0 avec μ .

Ainsi quand on aura fait $\mu = 0$, les trois premiers éléments des trois premières lignes s'annuleront à l'exception des éléments de la diagonale principale qui deviendront égaux à $-\lambda T$.

Considérons maintenant les ~~trois~~ derniers éléments des trois dernières lignes; ils s'écriront:

$$\frac{d\Delta w_i}{\sqrt{\mu} dS w_i} + \frac{1 - e^{\lambda T \sqrt{\mu}}}{\sqrt{\mu}} \quad \text{ou} \quad \frac{d\Delta w_k}{\sqrt{\mu} dS w_k}$$

selon qu'ils appartiennent ou non à la diagonale principale. D'après ce que nous avons vu au § II, Δw_k est développable suivant les puissances de μ , de $S a$ et de $S w_i$; de plus, pour $\mu = 0$, Δw_k ne dépend pas de $S w_i$. On en conclura que $\frac{d\Delta w_k}{dS w_i}$ est divisible par μ .

Pour ~~les~~ ~~trois~~ quand on fera $\mu = 0$, les trois derniers éléments des trois dernières lignes deviendront égaux à

$$-\lambda T \quad \text{ou} \quad 0$$

selon qu'ils appartiennent ou non à la diagonale principale.

Considérons maintenant les trois premiers éléments des trois dernières lignes $\frac{d\Delta w_i}{dS a_k}$.

D'après ce que nous avons vu au § II, on a pour $\mu = 0$:

$$\frac{d\Delta w_i}{dS a_k} = -T \frac{d^2 F_0}{dx_i dx_k}$$

Passons enfin aux trois derniers éléments des trois premières lignes qui s'écriront

$$\frac{d \Delta a_i}{\mu d \delta \omega_k}$$

Soit Rappelons ce que nous avons vu au § 1^{er}. D'après ce que nous avons vu au § 1^{er}, si dans P_i on substitue à $a_1, a_2, a_3, n_1 t + \omega_1, n_2 t + \omega_2, n_3 t + \omega_3$ les places de $a_1, a_2, a_3, y_1, y_2, y_3$. On voit que F_i devient une fonction périodique de t de période T et si l'on appelle ϕ la valeur moyenne de cette fonction périodique, on a pour $\mu = 0$:

$$\frac{\Delta a_i}{\mu} = T \frac{d\phi}{d\omega_i}$$

d'où

$$\frac{d \Delta a_i}{\mu d \delta \omega_k} = T \frac{d^2 \phi}{d\omega_i d\omega_k}$$

Nous en concluons que pour $\mu = 0$

Il importe de remarquer que l'on a identiquement

$$n_1 \frac{d\phi}{d\omega_1} + n_2 \frac{d\phi}{d\omega_2} + n_3 \frac{d\phi}{d\omega_3} = 0.$$

Nous voyons donc que pour $\mu = 0$ on a:

$$\frac{G(\lambda \sqrt{\mu}, \mu)}{\mu^3 T^6} = \begin{vmatrix} -\lambda & 0 & 0 & \frac{d^2 \phi}{d\omega_1^2} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_1 d\omega_2} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_1 d\omega_3} \\ 0 & -\lambda & 0 & \frac{d^2 \phi}{d\omega_2 d\omega_1} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_2^2} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_2 d\omega_3} \\ 0 & 0 & -\lambda & \frac{d^2 \phi}{d\omega_3 d\omega_1} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_3 d\omega_2} & \frac{d^2 \phi}{d\omega_3^2} \\ -\frac{d^2 F_0}{dx_1^2} & -\frac{d^2 F_0}{dx_1 dx_2} & -\frac{d^2 F_0}{dx_1 dx_3} & -\lambda & 0 & 0 \\ -\frac{d^2 F_0}{dx_2 dx_1} & -\frac{d^2 F_0}{dx_2^2} & -\frac{d^2 F_0}{dx_2 dx_3} & 0 & -\lambda & 0 \\ -\frac{d^2 F_0}{dx_3 dx_1} & -\frac{d^2 F_0}{dx_3 dx_2} & -\frac{d^2 F_0}{dx_3^2} & 0 & 0 & -\lambda \end{vmatrix}.$$

En égalant à 0 ce déterminant, on a une équation du 6^e degré en λ ; deux de ses racines sont nulles; nous n'en parlerons pas, car elles se rapportent aux deux solutions particulières de forme dégénérée dont j'ai parlé plus haut. Les quatre autres solutions sont distinctes, en général.

Il résulte alors ^{de la même équation} que nous pourrions tirer de l'équation

$$\frac{G(\lambda \sqrt{\mu}, \mu)}{\mu^3 T^6} = 0$$

λ (et par conséquent α) sous la forme d'une série développée suivant les puissances croissantes de $\sqrt{\mu}$. Ajoutons que λ peut se développer suivant les puissances de μ et que le développement de α ne contient que des racines puissances impaires de $\sqrt{\mu}$. En effet les racines de l'équation:

$$G(\lambda, \mu) = 0$$

doivent être deux à deux égales et de signe contraire (cf. § 1^{er}). Donc elles doivent changer de signe quand je change $\sqrt{\mu}$ en $-\sqrt{\mu}$.

Démontrons maintenant que S_i et T_i peuvent ^{aussi} se développer suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$.

Les S_i et T_i nous sont donnés en effet par les équations suivantes:

$$(2'') \quad \begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} + \alpha S_i &= \sum \frac{d^2 P}{dy_i dx_k} S_k + \sum \frac{d^2 P}{dy_i dy_k} T_k \\ \frac{dT_i}{dt} + \alpha T_i &= -\sum \frac{d^2 P}{dx_i dx_k} S_k - \sum \frac{d^2 P}{dx_i dy_k} T_k. \end{aligned}$$

Soit f_i la valeur initiale de S_i et f'_i celle de T_i ; les valeurs de S_i et de T_i pour une valeur quelconque de t pourront d'après le théorème III, ~~(chapitre IV § 2)~~ se développer suivant les puissances de μ , de α , des f_i et des f'_i . De plus à cause de la forme linéaire des équations, ces valeurs sont des fonctions linéaires et homogènes des f_i et des f'_i .

Soit $f_i + f'_i$ la somme des valeurs initiales de S_i et de T_i pour $t = 0$ à T . Soit, ~~conformément aux~~ ^{pour employer des} notations analogues à celles de § 9, $f_i + f'_i$ la valeur de S_i et $f'_i + f'_i$ celle de T_i pour $t = T$. La condition pour que la solution soit périodique c'est que l'on ait

$$f_i = f'_i = 0.$$

Les f_i et les f'_i sont des fonctions linéaires des f_i et des f'_i ; les équations sont donc linéaires par rapport à ces quantités. En général ces équations n'admettent d'autre solution que

$$f_i = f'_i = 0.$$

de sorte que les équations (2'') n'ont d'autre solution périodique que

$$S_i = T_i = 0.$$

Mais nous savons que si l'on choisit α de façon à satisfaire à $G(\alpha, \mu) = 0$, les équations (2'') admettent ^{des} solutions périodiques autres que $S_i = T_i = 0$. Par conséquent le déterminant des équations linéaires $f_i = f'_i = 0$ est nul. Nous pourrions donc tirer de ces équations les rapports:

$$\frac{f_i}{f'_i} = 1, \quad \frac{f_i}{f'_i} \text{ et } \frac{f'_i}{f'_i}$$

ces rapports pourront être développés suivant les puissances de α et de μ .

Nous commencerons de prendre $f'_i = 1$,

Comme f'_i reste arbitraire, nous commencerons de prendre $f'_i = 1$ de telle sorte que la valeur initiale de T_i soit égale à 1. Les f_i et les f'_i sont alors développés suivant les puissances de α et de μ ; mais les S_i et les T_i sont comme nous l'avons vu développables suivant les puissances de α , de μ et des f_i et des f'_i et d'autre part α est développable suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$.

Donc les S_i et les T_i seront développables suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$.

C. Q. F. D.

On aura en particulier:

$$T_i = T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + T_i^2 \mu + \dots$$

Comme, d'après notre hypothèse, β_i' qui est la valeur initiale de T_i doit être égale à 1, quel que soit μ , on aura pour $t=0$:

$$T_i^0 = 1, \quad 0 = T_i^1 = T_i^2 = \dots = T_i^m = \dots$$

Ayant ainsi démontré l'existence de nos séries, nous allons chercher à en déterminer les coefficients.

Nous avons:

$$S_i^0 = 0, \quad T_i^0 = \eta_i^0$$

et:

$$\xi_i = e^{\mu t} (S_i^0 + S_i^1 \sqrt{\mu} + \dots), \quad \eta_i = e^{\mu t} (T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + \dots).$$

$$(4) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = e^{\mu t} \left[\frac{dS_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dS_i^1}{dt} + \dots \right], \quad \frac{d\eta_i}{dt} = e^{\mu t} \left[\frac{dT_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dT_i^1}{dt} + \dots \right];$$

$$\left[+ \alpha S_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} S_i^1 + \dots \right], \quad \left[+ \alpha T_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} T_i^1 + \dots \right]$$

Nous développerons d'autre part les dérivées secondes de F qui entrent comme coefficients dans les équations (2) en écrivant:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{d^2 F}{dy_1 dx_1} &= A_a^0 + \mu A_a^1 + \mu^2 A_a^2 + \dots, \\ \frac{d^2 F}{dy_1 dy_1} &= B_a^0 + \mu B_a^1 + \mu^2 B_a^2 + \dots, \\ -\frac{d^2 F}{dx_1 dx_1} &= C_a^0 + \mu C_a^1 + \mu^2 C_a^2 + \dots, \\ -\frac{d^2 F}{dx_1 dy_1} &= D_a^0 + \mu D_a^1 + \mu^2 D_a^2 + \dots \end{aligned}$$

Ces développements ne contiennent que des puissances entières de μ et ne possèdent pas comme les développements (4) des termes dépendants de $\sqrt{\mu}$.

On observera que:

$$(6) \quad \begin{aligned} A_{\alpha}^{\alpha} &= B_{\alpha}^{\alpha} = D_{\alpha}^{\alpha} = 0, \\ C_{\alpha}^{\alpha} &= C_{\alpha\alpha}^{\alpha}, \quad B_{\alpha}^{\alpha} = B_{\alpha\alpha}^{\alpha}, \quad A_{\alpha}^{\alpha} = -D_{\alpha\alpha}^{\alpha}. \end{aligned}$$

Nous substituons dans les équations (2) les valeurs (4) et (5) à la place des ξ , des η , de leurs dérivées et des dérivées secondes de F . Dans les expressions (4) je suppose que α soit développé suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, sauf lorsque cette quantité α entre dans un facteur exponentiel e^{α} .

Nous identifierons ensuite en égalant les puissances semblables de $\sqrt{\mu}$ et nous obtiendrons ainsi une série d'équations qui permettent de déterminer successivement:

$$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \text{ etc. } S_1^0, S_1^1, \dots, T_1^0, T_1^1, \dots$$

Je n'écrirai que les premières de ces équations obtenues en égalant successivement les termes tout connus, les termes en $\sqrt{\mu}$, les termes en μ etc. Je fais d'ailleurs disparaître le facteur e^{α} qui se trouve partout.

Egalons d'abord les termes en $\sqrt{\mu}$, il vient:

$$(7) \quad \begin{aligned} \frac{dS_1^1}{dt} + \alpha_1 S_1^0 &= \sum_i A_{\alpha}^1 S_i^1 + \sum_i B_{\alpha}^1 T_i^1, \\ \frac{dT_1^1}{dt} + \alpha_1 T_1^0 &= \sum_i C_{\alpha}^1 S_i^1 + \sum_i D_{\alpha}^1 T_i^1. \end{aligned}$$

Egalons les termes en μ , il vient:

$$(8) \quad \frac{dS_1^2}{dt} + \alpha_1 S_1^1 + \alpha_2 S_1^0 = \sum_i (A_{\alpha}^2 S_i^2 + A_{\alpha}^1 S_i^1 + B_{\alpha}^2 T_i^2 + B_{\alpha}^1 T_i^1), \quad (i=1,2,3)$$

outre trois équations analogues donnant les $\frac{dT_i^2}{dt}$.

Si l'on tient compte maintenant des relations (6), les équations (7) deviennent:

$$\frac{dS_1^1}{dt} = 0, \quad \frac{dT_1^1}{dt} + \alpha_1 T_1^0 = \sum_i C_{\alpha}^1 S_i^1.$$

La première de ces équations montre que S_1^1 , S_2^1 et S_3^1 sont des con-

stantes. Quant à la seconde, elle montre que $\frac{dT_i^2}{dt}$ est une constante; mais comme T_i^2 doit être une fonction périodique, cette constante doit être nulle, de sorte qu'on a:

$$(9) \quad \alpha_i \gamma_i^2 = C_{11}^n S_1^2 + C_{22}^n S_2^2 + C_{33}^n S_3^2,$$

ce qui établit trois relations entre les trois constantes γ_i^2 , les trois constantes S_i^2 et la quantité inconnue α_i .

De son côté l'équation (8) s'écrira:

$$\frac{dS_i^2}{dt} + \alpha_i S_i^2 = \sum_k B_{ik}^n \gamma_k^2.$$

Les B_{ik}^n sont des fonctions périodiques de t ; développons-les d'après la formule de FOURIER et soit b_{ik} le terme tout connu de B_{ik}^n . Il viendra:

$$\alpha_i S_i^2 = \sum_k b_{ik} \gamma_k^2$$

ou en tenant compte des équations (9), il viendra:

$$(10) \quad \alpha_i^2 S_i^2 = \sum_{k=1}^{k=3} b_{ik} (C_{11}^n S_1^2 + C_{22}^n S_2^2 + C_{33}^n S_3^2).$$

En faisant dans cette équation (10) $i = 1, 2$ et 3 , nous aurons trois relations linéaires et homogènes entre les trois constantes S_i^2 . En éliminant ces trois constantes, nous aurons alors une équation du 3^{me} degré qui déterminera α_i^2 .

Si nous posons pour abréger

$$e_{ik} = b_{1i} C_{1k}^n + b_{2i} C_{2k}^n + b_{3i} C_{3k}^n,$$

l'équation due à cette élimination s'écrira:

$$(11) \quad \begin{vmatrix} e_{11} - \alpha_1^2 & e_{12} & e_{13} \\ e_{21} & e_{22} - \alpha_2^2 & e_{23} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} - \alpha_3^2 \end{vmatrix} = 0.$$

143

Elle peut encore s'écrire:

$$\begin{vmatrix} -\alpha_1 & 0 & 0 & C_{11}^0 & C_{12}^0 & C_{13}^0 \\ 0 & -\alpha_1 & 0 & C_{21}^0 & C_{22}^0 & C_{23}^0 \\ 0 & 0 & -\alpha_1 & C_{31}^0 & C_{32}^0 & C_{33}^0 \\ b_{11} & b_{12} & b_{13} & -\alpha_1 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & -\alpha_1 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & -\alpha_1 \end{vmatrix} = 0.$$

La détermination de α_1 est la seule partie du calcul qui présente quelque difficulté.

Les équations analogues à (7) et à (8) formées en égalant dans les équations (2) les coefficients des puissances semblables de $\sqrt{\mu}$, permettent ensuite de déterminer sans peine les α_i , les S_i^0 et les T_i^0 . Nous pouvons donc énoncer le résultat suivant:

Les exposants caractéristiques α sont développables suivant les puissances croissantes de $\sqrt{\mu}$.

Concentrant donc toute notre attention sur la détermination de α_1 , nous allons étudier spécialement l'équation (11). Nous devons chercher d'abord à déterminer les quantités C_a^0 et b_a .

On a évidemment:

$$C_a^0 = - \frac{\partial^2 F_a}{\partial x_i^2 \partial x_i^2}$$

et

$$B_a^0 = \frac{\partial^2 F_1}{\partial y_i^2 \partial y_i^2}$$

ou

$$B_a^0 = - \sum A m_i m_i \sin \omega \quad (\omega = m_1 y_1^2 + m_2 y_2^2 + m_3 y_3^2 + \pi)$$

et

$$b_a = - \sum A m_i m_i \sin \omega.$$

D'après les conventions faites dans le paragraphe précédent, la sommation représentée par le signe $\sum$ s'étend à tous les termes, quelles que

Mr. Kato H.

144

soient les valeurs entières attribuées à m_1 , m_2 et m_3 . La sommation représentée par le signe S s'étend seulement aux termes tels que

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 = 0.$$

Sous le signe S nous avons par conséquent:

$$\omega = m_2 \bar{\omega}_2 + m_3 \bar{\omega}_3 + h.$$

Cela nous permet d'écrire

$$b_{ik} = \frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_i d\bar{\omega}_k} \quad (\text{pour } i \text{ et } k = 2 \text{ ou } 3).$$

Si un ou deux des indices i et k sont égaux à 1, b_{ik} sera défini par la relation

$$n_1 b_{i1} + n_2 b_{i2} + n_3 b_{i3} = 0.$$

Nous allons à l'aide de cette dernière relation, transformer l'équation (11) de façon à mettre en évidence l'existence de deux racines nulles et à réduire l'équation au quatrième degré.

Je trouve en effet par une simple transformation de déterminant et en divisant par α_1^2 :

$$\begin{vmatrix} n_1 & n_2 & n_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha_1 & 0 & b_{22} & b_{23} & 0 \\ 0 & 0 & -\alpha_1 & b_{32} & b_{33} & 0 \\ C_{12}^{\alpha} & C_{22}^{\alpha} & C_{32}^{\alpha} & -\alpha_1 & 0 & n_2 \\ C_{13}^{\alpha} & C_{23}^{\alpha} & C_{33}^{\alpha} & 0 & -\alpha_1 & n_3 \\ C_{11}^{\alpha} & C_{21}^{\alpha} & C_{31}^{\alpha} & 0 & 0 & n_1 \end{vmatrix} = 0.$$

Dans le cas particulier où l'on n'a plus que deux degrés de liberté, cette équation s'écrit:

$$\begin{vmatrix} n_1 & n_2 & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha_1 & \frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_1^2} & 0 \\ C_{12}^{\alpha} & C_{22}^{\alpha} & -\alpha_1 & n_2 \\ C_{11}^{\alpha} & C_{21}^{\alpha} & 0 & n_1 \end{vmatrix} = 0$$

ou:

$$n_1^2 \alpha_1^2 = \frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_1^2} (n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0).$$

L'expression $n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0$ ne dépend que de x_1^0 et x_2^0 ou si l'on veut de n_1 et de n_2 . Quand nous nous serons donné les deux nombres n_1 et n_2 dont le rapport doit être commensurable, nous pourrons regarder $n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0$ comme une constante donnée.

Alors le signe de α_1^2 dépend seulement de celui de $\frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_1^2}$.

Quand on s'est donné n_1 et n_2 , on forme l'équation:

$$\frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_1^2} = 0,$$

qui est l'équation (12) du paragraphe précédent. Nous avons vu dans ce paragraphe qu'à chaque racine de cette équation correspond une solution périodique.

Considérons le cas général où l'équation (12) n'a que des racines simples; chacune de ces racines correspond alors à un maximum ou à un minimum de ϕ . Mais la fonction ϕ étant périodique présente dans chaque période au moins un maximum et un minimum et précisément autant de maxima que de minima.

Or pour les valeurs de $\bar{\omega}_1$ correspondant à un minimum, $\frac{d^2 \phi}{d\bar{\omega}_1^2}$ est positif; pour les valeurs correspondant à un maximum, cette dérivée est négative.

Donc l'équation (12) aura précisément autant de racines pour lesquelles cette dérivée sera positive, que de racines pour lesquelles cette dérivée sera négative, et par conséquent autant de racines pour lesquelles α_1^2 sera positif que de racines pour lesquelles α_1^2 sera négatif.

Cela revient à dire qu'il y aura précisément autant de solutions périodiques stables que de solutions instables, en donnant à ce mot le même sens que dans le paragraphe 2 de ce chapitre.

Ainsi, si μ est suffisamment petit, à chaque système de valeurs de n_1 et de n_2 , correspondront au moins une solution périodique stable et une solution périodique instable et précisément autant de solutions stables que de solutions instables.

pour que μ soit suffisamment petit.

Je n'examinerai pas ici comment ces résultats s'étendraient au cas où l'équation (15) aurait des racines multiples.

See inscribed note B

^B
§ 1. Solutions asymptotiques.

Soient:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

137, 5 B

n équations différentielles simultanées. Les X sont des fonctions des x et de t .

Par rapport aux x elles peuvent être développées en séries de puissances.

Par rapport à t , elles sont périodiques de période 2π .

Soit:

$$x_i = x_i^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad \dots, \quad x_n = x_n^0$$

une solution particulière périodique de ces équations. Les x_i^0 seront des fonctions de t périodiques de période 2π . Posons:

$$x_i = x_i^0 + \xi_i.$$

Il viendra:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \Xi_i.$$

Les Ξ seront des fonctions des ξ et de t , périodiques par rapport à t et développées suivant les puissances des ξ ; mais il n'y aura plus de termes indépendants des ξ .

Si les ξ sont très petits et qu'on néglige leurs carrés, les équations se réduisent à

$$(3) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1^0} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2^0} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n^0} \xi_n,$$

qui sont les équations aux variations des équations (1).

~~Article D~~

Voici comment il faudrait continuer le calcul.

Imaginons que l'on ait déterminé complètement les quantités

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$$

et les fonctions:

$$S_i^0, S_i^1, \dots, S_i^m \\ T_i^0, T_i^1, \dots, T_i^{m-1}$$

et que l'on ~~ait~~ ^{calculé} ensuite connue les fonctions S_i^{m+1} et T_i^m à une constante près. Supposons qu'on se propose ensuite de déterminer, d'achever la détermination des fonctions S_i^{m+1} et T_i^m et de déterminer ensuite les fonctions S_i^{m+2} et T_i^{m+1} à une constante près.

En égalant les puissances semblables de p dans les équations (6) on obtient des équations de la forme suivante, analogues aux équations (7) et (8)

$$\begin{aligned} -\frac{dT_i^{m+1}}{dt} + \sum_k C_{ik}^0 S_k^{m+1} - \alpha_i T_i^m - \alpha_{m+1} T_i^0 &= \text{quantité connue} \\ -\frac{dS_i^{m+2}}{dt} + \sum_k B_{ik}^2 T_k^m - \alpha_i S_i^{m+1} - \alpha_{m+1} S_i^1 &= \text{quantité connue} \end{aligned} \quad (12)$$

Ces équations ($i = 1, 2, 3$)

Les deux membres de ces équations (12) sont des fonctions périodiques de t . Egalons la valeur moyenne de ces deux membres. Si nous désignons par $[U]$ la valeur moyenne d'une fonction périodique quelconque U , si nous observons que si U est périodique, on a

$$\left[\frac{dU}{dt} \right] = 0,$$

si nous supposons que T_k^m étant connu à une constante près, $T_k^m - [T_k^m]$ et

$$[B_{ik}^2 (T_k^m - [T_k^m])]$$

sont des quantités connues, nous obtenons les équations suivantes

$$\begin{aligned} \sum_k C_{ik}^0 [S_k^{m+1}] - \alpha_i [T_i^m] - \alpha_{m+1} T_i^0 &= \text{quantité connue} \\ \sum_k B_{ik}^2 [T_k^m] - \alpha_i [S_i^{m+1}] - \alpha_{m+1} S_i^1 &= \text{quantité connue} \end{aligned} \quad (13)$$

($i = 1, 2, 3$)

Ces équations (13) vont nous servir à calculer $\alpha_{m+1} [T_i^m]$ et $[S_i^{m+1}]$ et par conséquent à achever la détermination des fonctions T_i^m et S_i^{m+1} qui ne sont encore connues qu'à une constante près.

Si l'on additionne les équations (13) après les avoir respectivement multipliées par

$$S_i^0, S_i^1, S_i^2, T_i^0, T_i^1, T_i^2$$

on trouve

$$2 \sum_i S_i^1 T_i^0 \alpha_{m+1} = \text{quantité connue}$$

Donc les S_i et les T_i seront développables suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$
C. L. F. D.

On aura en particulier:

$$T_i = T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + T_i^2 \mu + \dots$$

Comme, d'après notre hypothèse, T_i^0 qui est la valeur initiale de T_i doit être égale à 1, quel que soit μ , on aura pour $t = 0$:

$$T_i^0 = 1, \quad 0 = T_i^1 = T_i^2 = \dots = T_i^m = \dots$$

Ayant ainsi démontré l'existence de nos séries, nous allons chercher à en déterminer les coefficients.

Nous avons

N

ce qui détermine α_{m+1} .

Si dans les équations () on remplace α_{m+1} par la valeur ainsi trouvée, on a pour déterminer les six inconnues $[T_i^m]$ et $[S_i^{m+1}]$ six équations linéaires dont cinq seulement sont indépendantes.

Cela posé, on déterminera $[T_i^m]$ par la condition que $[T_i^m]$ soit nul pour $t=0$, conformément à l'hypothèse faite plus haut et les cinq équations () restées indépendantes permettront de calculer les cinq autres inconnues.

Les équations () nous permettront ensuite de calculer $\frac{dT_i^{m+1}}{dt}$ et $\frac{dS_i^{m+2}}{dt}$ et par conséquent de déterminer les fonctions T_i^{m+1} et S_i^{m+2} à une constante près - et ainsi de suite.

(forts. 212 146)

Je dis que nous devons trouver:

$\eta_i =$ fonction développée suivant les puissances de $A_1 e^{e^t}$, $A_2 e^{e^t}$, ..., $A_s e^{e^t}$ dont les coefficients sont des fonctions périodiques de t .

Nous pouvons écrire alors:

$$(4') \quad \eta_i = \eta_i^1 + \eta_i^2 + \dots + \eta_i^p + \dots,$$

η_i^p représentant l'ensemble des termes de η_i qui sont de degré p par rapport aux A .

Nous remplacerons les η_i par leurs valeurs dans H_i^p et nous trouverons:

$$H_i^p = H_i^{p-1} + H_i^{p-2} + \dots + H_i^1 + \dots,$$

H_i^q désignant l'ensemble des termes qui sont de degré q par rapport aux A .

Nous trouverons alors:

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_i^1}{dt} - \alpha_i \eta_i^1 &= 0, & \eta_i^1 &= A_i e^{e^t}, \\ \frac{d\eta_i^2}{dt} - \alpha_i \eta_i^2 &= H_i^{2,1}, & \frac{d\eta_i^3}{dt} - \alpha_i \eta_i^3 &= H_i^{3,1} + H_i^{3,2}, \\ & \dots & & \dots \\ \frac{d\eta_i^q}{dt} - \alpha_i \eta_i^q &= H_i^{q,1} + H_i^{q,2} + \dots + H_i^{q,p} = K_i. \end{aligned}$$

Ces équations permettront de calculer successivement par récurrence

$$\eta_i^2, \eta_i^3, \dots, \eta_i^p, \dots$$

En effet K_i ne dépend que des $\eta_i^1, \eta_i^2, \dots, \eta_i^{q-1}$. Si nous supposons que ces quantités aient été préalablement calculées, nous pourrions écrire K_i sous la forme suivante:

$$K_i = \sum A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_s^{\beta_s} e^{(\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \dots + \alpha_s \beta_s) t} \phi,$$

les β étant des entiers positifs dont la somme est q et ϕ une fonction périodique.

On peut écrire encore:

$$\phi = \sum C e^{i \omega t},$$

157

§/3 Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 91

C étant un coefficient généralement imaginaire et γ un entier positif ou négatif. Nous écrirons pour abréger:

$$A_1^{\alpha_1} A_2^{\alpha_2} \dots A_n^{\alpha_n} = A^{\alpha}, \quad \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \dots + \alpha_n \beta_n = \Sigma \alpha \beta,$$

et il viendra:

$$\frac{d\eta_i^{\alpha}}{dt} - \alpha_i \eta_i^{\alpha} = \Sigma C A^{\alpha} e^{(\gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta) t}.$$

Or on peut satisfaire à cette équation en faisant:

$$\eta_i^{\alpha} = \Sigma \frac{C A^{\alpha} e^{(\gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta) t}}{\gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta - \alpha_i}.$$

Il y aurait exception dans le cas où l'on aurait:

$$\gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta - \alpha_i = 0,$$

auquel cas il s'introduirait dans les formules des termes en t . Nous réserverons ce cas qui ne se présente pas en général.

Nous devons maintenant traiter la question de la convergence de ces séries. La seule difficulté provient d'ailleurs comme on va le voir des diviseurs

$$(5) \quad \gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta - \alpha_i.$$

En effet remplaçons les équations (2') par les suivantes:

$$(2'') \quad \eta_i = A_i e^{at} + \bar{H}_i^1 + \bar{H}_i^2 + \dots + \bar{H}_i^p + \dots$$

Définissons $\bar{H}_i^p$. On voit sans peine que H_i^p est de la forme suivante:

$$H_i^p = \Sigma C \eta_1^{\beta_1} \eta_2^{\beta_2} \dots \eta_n^{\beta_n} e^{(\gamma \sqrt{-1} + \Sigma \alpha \beta) t}.$$

C est une constante quelconque, les β sont des entiers positifs dont la somme est p , γ est un entier positif ou négatif. Nous prendrons alors:

$$\bar{H}_i^p = \Sigma |C| \eta_1^{\beta_1} \eta_2^{\beta_2} \dots \eta_n^{\beta_n}.$$

Les séries ainsi obtenues seront convergentes pourvu que les séries trigonométriques qui définissent les fonctions périodiques dont dépendent

Cette convergence est une conséquence immédiate des résultats obtenus dans le § 3. ~~Elle est évidente~~ mais je préfère en donner une démonstration plus directe.

Hab / R
L L L L

les H convergent absolument et uniformément; or cela aura toujours lieu parce que ces fonctions périodiques sont analytiques.

On peut tirer des équations (2'') les η sous la forme suivante:

$$(4'') \quad \eta_i = \sum M A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n} e^{2\pi i \beta_i}.$$

Plusieurs termes pourront d'ailleurs correspondre aux mêmes exposants β . Si on compare avec les séries tirées de (2') qui s'écrivent:

$$\eta_i = \sum N \frac{A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n}}{\Pi} e^{2\pi i \beta_i + (r-1)}$$

voici ce qu'on observe: 1° M est réel positif et plus grand que $|N|$.

2° Π désigne le produit des diviseurs (5) ($q < \sum \beta$).

Si donc la série (4'') converge pourvu que l'on ait

$$|A_i e^{2\pi i \beta_i}| < R \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

si aucun des diviseurs (5) n'est plus petit que ε , la série (4') convergera pourvu que

$$|A_i e^{2\pi i \beta_i}| < R \varepsilon.$$

Voici donc comment on peut énoncer la condition de convergence.

La série converge:

Si l'expression

$$r\sqrt{-1} + \sum \alpha \beta - \alpha_i$$

ne peut pas devenir plus petite que toute quantité donnée pour des valeurs entières et positives des β et entières (positives ou négatives) de r ; c'est à dire si aucun des deux polygones convexes qui enveloppe, le premier les α et $+\sqrt{-1}$, le second les α et $-\sqrt{-1}$, ne contient l'origine.

Ou si toutes les quantités α ont leurs parties réelles de même signe et si aucune d'elles n'a sa partie réelle nulle.

Que ferons-nous alors s'il n'en est pas ainsi.

Supposons par exemple que k des quantités α aient leur partie réelle positive, et que $n-k$ aient leur partie réelle négative ou nulle. Il arrivera alors que la série (4') restera convergente si on y annule les constantes A qui correspondent à un α dont la partie réelle est négative ou nulle, de sorte que ces séries ne nous donneront plus la solution gé-

λ $\frac{2\pi i \beta_i}{\varepsilon}$
est une
constante
positive

H β_i
 H β_i

L et
également

L ε

nérale des équations proposées, mais une solution contenant seulement k constantes arbitraires.

Si on suppose que les équations données rentrent dans les équations de la dynamique, nous avons vu que n est pair et que les α sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Alors si k d'entre eux ont leur partie réelle positive, k auront leur partie réelle négative et $n - 2k$ auront leur partie réelle nulle. En prenant d'abord les α qui ont leur partie réelle positive, on obtiendra une solution particulière contenant k constantes arbitraires; on en obtiendra une seconde en prenant les α qui ont leur partie réelle négative.

Dans le cas où aucun des α n'a sa partie réelle nulle et en particulier si tous les α sont réels, on a d'ailleurs:

$$k = \frac{n}{2}.$$

~~Si maintenant nous supposons que dans les équations (1) les X dépendent d'un paramètre μ de telle sorte que ces fonctions X soient développables suivant les puissances de μ , les quantités γ_i seront encore représentables par les séries (4'), mais ces séries seront développées, non seulement suivant les puissances des $A_i e^{\alpha_i t}$, mais encore suivant les puissances de μ .~~

~~Il peut arriver toutefois que ces séries (4') au lieu d'être développées suivant les puissances de μ , le soient suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$. En effet les α_i sont aussi des fonctions de μ ; il arrivera en général que les α_i^2 seront développés suivant les puissances de μ , mais dans certains cas particuliers, $\sqrt{\mu}$ s'introduira dans les α_i , et par conséquent dans les séries (4'). C'est précisément, d'après ce que nous avons vu au paragraphe précédent, ce qui arrive dans le cas des équations (1) du § 3 de ce chapitre.~~

Nous allons nous placer maintenant dans un cas très particulier. Supposons d'abord $n = 2$, de telle façon que les équations (1) se réduisent à:

$$\frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2.$$

~~Les développements contiennent en général à la fois des puissances positives et négatives de $\sqrt{\mu}$. Mais les puissances négatives disparaissent dans les cas où les solutions asymptotiques subsistent pour $\mu = 0$. C'est ce qui arrive dans la plupart des applications et en particulier pour les équations de la dynamique. (Voir Note I.)~~

Supposons de plus que

$$(6) \quad \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} = 0.$$

La situation du système dépend alors des trois quantités x_1 , x_2 et t ; on peut donc la représenter par la position d'un point dans l'espace; voici quel mode de représentation on peut adopter pour fixer les idées:

Les coordonnées rectangulaires du point représentatif seront:

$$e^x \cos t, e^x \sin t \text{ et } x_1.$$

De cette façon

1°. A tout système de valeurs des trois quantités x_1 , x_2 et t correspondra un point de l'espace.

2°. A tout point de l'espace correspondra un seul système de valeurs des quantités x_1 , x_2 , $\cos t$, $\sin t$, et par conséquent une seule situation du système si l'on ne considère pas comme distinctes deux situations qui ne diffèrent que parce que t a augmenté d'un certain nombre de périodes 2π .

3°. Si l'on fait varier t , (x_1 et x_2 restant constants) le point représentatif décrit une circonférence.

4°. A la condition $x_1 = x_2 = 0$ correspond le cercle $z = 0, x^2 + y^2 = 1$.

5°. A la condition $x_1 = -\infty$ correspond l'axe des z .

A toute solution des équations (1) correspondra une courbe décrite par le point représentatif. Si la solution est périodique, cette courbe est fermée.

Considérons donc une courbe fermée C correspondant à une solution périodique.

Formons les équations (2), (3), (2') et (3') relatives à cette solution périodique et imaginons que l'on calcule les quantités α correspondantes.

Ces quantités sont au nombre de deux, et en vertu de la relation (6) elles sont égales et de signe contraire.

Deux cas peuvent se présenter: ou bien leur carré est négatif et la solution périodique est stable; ou bien leur carré est positif et la solution est instable.

Plaçons-nous dans ce dernier cas et appelons $+\alpha$ et $-\alpha$ les deux

155

5/3. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 95
valeurs de l'exposant α ; nous pourrions supposer alors que α est réel positif.

Cela posé, les séries (4') seront développées suivant les puissances croissantes de $Ae^{\alpha t}$ et de $Be^{-\alpha t}$; mais elles ne seront pas convergentes si A et B y entrent à la fois; elles le deviendront au contraire, si l'on y fait soit $A = 0$, soit $B = 0$.

Faisons d'abord $A = 0$; alors les η seront développées suivant les puissances de $Be^{-\alpha t}$; si donc t croît indéfiniment, η_1 et η_2 tendent simultanément vers 0. Les solutions correspondantes peuvent s'appeler *solutions asymptotiques*; car pour $t = +\infty$, les η et par conséquent les ξ tendent vers 0, ce qui veut dire que la solution asymptotique se rapproche asymptotiquement de la solution périodique considérée.

Si on fait de même $B = 0$, les η sont développés suivant les puissances de $Ae^{\alpha t}$; ils tendent donc vers 0 quand t tend vers $-\infty$. Ce sont donc encore des solutions asymptotiques.

Il y a donc deux séries de solutions asymptotiques, la première correspondant à $t = +\infty$, la seconde à $t = -\infty$. Chacune d'elles contient une constante arbitraire, la première B , la seconde A .

A chacun de ces séries de solutions asymptotiques correspondra une série de courbes se rapprochant asymptotiquement de la courbe fermée C et qu'on pourra appeler courbes asymptotiques. L'ensemble de ces courbes asymptotiques formera une *surface asymptotique*. Il y aura deux surfaces asymptotiques, la première correspondant à $t = +\infty$, la seconde à $t = -\infty$. Ces deux surfaces iront passer par la courbe fermée C .

~~Voici maintenant comment on peut trouver l'équation des surfaces asymptotiques.~~

~~Nous avons trouvé pour les séries (4') en y faisant $A = 0$~~

~~$$\eta_1 = B^1 e^{-\alpha t} \phi_1 + B^2 e^{-2\alpha t} \phi_2 + B^3 e^{-3\alpha t} \phi_3 + \dots,$$~~

~~$$\eta_2 = B e^{-\alpha t} + B^2 e^{-2\alpha t} \theta_2 + B^3 e^{-3\alpha t} \theta_3 + \dots,$$~~

~~les ϕ et les θ étant des fonctions périodiques du temps. Si entre ces deux équations on élimine $Be^{-\alpha t}$, il vient:~~

~~$$(7) \quad \eta_1 = \eta_1^2 f_1 + \eta_1^3 f_2 + \eta_1^4 f_3 + \dots,$$~~

~~les f étant des fonctions périodiques du temps. C'est là l'équation de la~~

note 14

surface asymptotique et on n'a qu'à y remplacer les η par leurs valeurs en fonctions des ξ , puis des x , pour avoir cette équation sous la forme:

$$(8) \quad F(x_1, x_2, t) = 0.$$

La série (7) n'est convergente que pour les petites valeurs de η ; elle ne donne donc qu'un élément de la surface asymptotique cherchée; mais on peut trouver le reste par le moyen de la continuation analytique.

Si dans les équations (1), X_1 et X_2 dépendent d'un paramètre arbitraire μ , nous avons vu que les séries (4') (et par conséquent la série (7)) étaient développées également suivant les puissances croissantes de μ ou de $\sqrt{\mu}$. Nous pouvons donc écrire l'équation (8) sous la forme

$$F(x_1, x_2, t, \mu) = 0,$$

F étant une fonction holomorphe de μ . Il importe de remarquer que F reste une fonction holomorphe de μ même quand on donne aux η des valeurs telles que la série (7) ne soit plus convergente.¹

Il y a dans le cas qui nous occupe un invariant intégral que l'on peut écrire

$$\iiint dx_1 dx_2 dt = \iiint \frac{dx dy dz}{x^2 + y^2}.$$

¹ Voir Note E (Sur le calcul des limites).

§13.

Note 14

Supposons que dans les équations (1) les X dépendent d'un paramètre μ et que les fonctions X soient développables suivant les puissances de ce paramètre.

Imaginons que pour $\mu = 0$, les exposants caractéristiques α soient tous distincts de telle façon que ces exposants, étant définis par l'équation $G(\alpha, \mu) = 0$ du § précédent, soient eux-mêmes développables suivant les puissances de μ .

Supposons enfin qu'on ait, ainsi que nous venons de le dire, comme tous les constants A qui correspondent à un α dont la partie réelle est négative ou nulle.

Les séries (4') qui définissent les quantités η_i dépendent alors de μ . Je ne propose d'établir que ces séries peuvent être développées, non seulement suivant les puissances des A_i et α_i , mais encore suivant les puissances de μ .

Nous avons tout d'abord :

Considérons ^{les de la} ~~les de la~~ ^{l'inverse de la} ~~des~~ ^{des} ~~diviseurs~~ (5)

$$(\gamma \sqrt{-1} + \sum \alpha_i - \alpha_i)^{-1}$$

Je dis que cette expression peut être développée suivant les puissances de μ .

Soient $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_h$ les h exposants caractéristiques dont la partie réelle est positive et que nous sommes convenus de conserver. Chacun d'eux est plus développable suivant les puissances de μ . Soit α_i^0 la valeur de α_i pour $\mu = 0$. Nous pourrions prendre μ_0 assez petit pour que α_i diffère aussi peu que nous voudrions, de α_i^0 . ^{pour $|\mu| < \mu_0$} Mais soit alors h une quantité positive plus petite que la plus petite des parties réelles des h quantités $\alpha_1^0, \alpha_2^0, \dots, \alpha_h^0$; nous pourrions prendre μ_0 assez petit pour que, quand $|\mu| < \mu_0$, les h exposants $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_h$ ^{sont plus petits} ~~sont~~ ^{sont plus grands} que h .

La partie réelle de $\gamma \sqrt{-1} + \sum \alpha_i - \alpha_i$ sera alors plus grande que h , ^(si $h > 0$) de sorte qu'on aura :

$$|\gamma \sqrt{-1} + \sum \alpha_i - \alpha_i| > h.$$

Ainsi si $|\mu| < \mu_0$, la fonction

$$(\gamma \sqrt{-1} + \sum \alpha_i - \alpha_i)^{-1}$$

est uniforme, continue, finie et plus petite en valeur absolue que $\frac{1}{h}$.

Nous en concluons d'après un théorème bien connu que cette fonction est développable suivant les puissances de μ et que les coefficients du développement sont plus petits en valeur absolue que ceux du développement de

$$\frac{1}{h(1 - \frac{\mu}{\mu_0})}$$

Il est à remarquer que les nombres h et μ_0 sont indépendants des entiers β et γ .

qui détermine d_{n+1}

Si dans les équations (13) on remplace d_{n+1} par la valeur ainsi trouvée, on a pour déterminer les ^{six inconnues} $[T_i^{n+1}]$ et $[S_i^{n+1}]$ six équations ^{linéaires} dont cinq seulement sont indépendantes.

Cela posé, on déterminera $S[T_i^{n+1}]$ par la condition que T_i^{n+1} soit nul pour $t=0$, conformément à l'hypothèse faite plus haut et les cinq équations (13) restées indépendantes permettront de calculer les cinq autres inconnues.

Quant on aura ainsi calculé d_n

Les équations (12) nous permettront ensuite de calculer $\frac{dT_i^{n+1}}{dt}$ et $\frac{dS_i^{n+1}}{dt}$ et par conséquent de déterminer les fonctions T_i^{n+1} et S_i^{n+1} à une constante près et ainsi de suite.

Il y aurait exception dans le cas où f_i avait nul. La partie réelle du diviseur (5) pourrait alors être plus petite que h et même être négative. Elle ^{est égale} est en effet ~~est égale~~ à la partie réelle de $\sum a_i f_i$ qui est positive, ^{moins} plus la partie réelle de d_i qui est également positive et qui peut être plus grande que celle de $\sum a_i f_i$, si f_i est nul.

Supposons que la partie réelle ~~reste~~ de d_i reste plus petite qu'un certain nombre h , tant que $|u| < \mu_0$. Alors si

$$N(7) \quad \sum f_i > \frac{h_1}{h} + 1$$

la partie réelle de (5) est certainement plus grande que h ; il ^{ne peut donc} ~~pourrait y avoir~~ de difficulté que pour ceux des diviseurs (5) pour lesquels l'inégalité (7) n'a pas lieu.

Supposons maintenant que la partie imaginaire des quantités $d_1, d_2, \dots, d_n$ reste ~~restent~~ ^{soient} toujours plus petite que ^{en} valeur absolue qu'un certain nombre positif h_2 ; si l'on a alors:

$$(8) \quad |y| > h_2 \sum f_i + h$$

la partie imaginaire de (5) est par conséquent son module sera encore plus grand que h ; de telle sorte qu'il ne peut y avoir de difficulté que pour ceux des diviseurs (5) pour lesquels aucune des inégalités (7) et (8) n'a lieu. Mais ces diviseurs qui ne satisfont à aucune de ces inégalités sont en nombre fini. ~~Alors~~

D'après une hypothèse que nous avons faite plus haut, aucun d'eux ne s'annule pour les valeurs de μ que nous considérons; nous pouvons donc prendre h et μ_0 assez petits pour que ^{la valeur absolue de} l'un quelconque d'entre eux reste plus grand que h quand $|u|$ reste plus petit que μ_0 .

Alors l'inverse d'un diviseur (5) quelconque est développable suivant les puissances de μ et les coefficients du développement sont plus petits en valeur absolue que ceux de

$$\frac{1}{h(1 - \frac{\mu}{\mu_0})}$$

Nous avons, en fait plus haut

$$H_i^p = \sum C \eta_i^p \eta_i^{t_i} - \eta_i^{t_n} e^{y^{t-1}}$$

D'après nos hypothèses, C peut être développé suivant les puissances de μ de telle sorte que je puis poser:

$$C = \sum E \mu^e, H_i^p = \sum E \mu^e \eta_i^p \eta_i^{t_i} - \eta_i^{t_n} e^{y^{t-1}}$$

Nous reprenons maintenant les ~~mêmes~~ équations (2'') en y faisant:

$$\varepsilon = h(1 - \frac{\mu}{\mu_0}),$$

$$\bar{H}_i^p = \sum |E| \mu^e \eta_i^p \eta_i^{t_i} - \eta_i^{t_n} e^{y^{t-1}}$$

Les ~~mêmes~~ membres des ^{équations} (2'') auront alors des ^{conjugées} ~~secondes~~ ordonnées, selon les puissances de μ , de $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n, e^{y^{t-1}}, e^{-y^{t-1}}$.

On en tire les η_i sous la forme de séries (4'') convergentes, et ordonnées suivant les puissances de

$$(4'') \quad \eta_i = \sum M \varepsilon^{-\sum t} A_1^{t_1} A_2^{t_2} \dots A_k^{t_k} e^{\sum t t}$$

et comme M et $\varepsilon^{-\sum t}$ sont développables en

ordonnées suivant les puissances de μ , $A_1 e^{t_1 t}$, $A_2 e^{t_2 t}$, ..., $A_k e^{t_k t}$.

Des équations (2') nous tirons d'autre part les η_i sous la forme de séries (4') ordonnées suivant les puissances de μ , $A_1 e^{t_1 t}$, $A_2 e^{t_2 t}$, ..., $A_k e^{t_k t}$, $e^{t t}$, $e^{-t t}$.

Chacun des termes de (4') est plus petit en valeur absolue que le terme correspondant de (4'') et comme les séries (4'') convergent, il en sera de même des séries (4').

Note 15

§ 14. Solutions Asymptotiques
des Equations de la Dynamique.

Reprenons les equations (1) du § II

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i} \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i} \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

et les hypothèses faites à leur sujet au début de ce paragraphe II.

Nous avons en dans ce § II que ces equations admettent des solutions périodiques et nous pouvons en conclure que pourvu que l'un des exposants caractéristiques α corresponde soit nul, ces equations admettront aussi des solutions asymptotiques.

Reprenons les equations (2') du § précédent.

A la fin du ^{paragraphe} § précédent, nous avons envisagé le cas où ^{les} les equations (1) du § II, les equations (1) du § III, les seconds membres X_i sont développables suivant les puissances de p , mais où les exposants caractéristiques α sont des racines des uns, des autres pour $p=0$.

Dans le cas des equations qui sont maintenant nous occupons, c'est à dire des equations (1) des §^{II} ~~III~~ et ^{IV} ~~III~~, les seconds membres sont encore développables, selon les puissances de p ; mais tous les exposants caractéristiques sont nuls pour $p=0$. Il en résulte un grand nombre de différences importantes.

En premier lieu les exposants caractéristiques α ne sont pas développables, ni sous les puissances de p , mais suivant celles de $\sqrt{p}$ (cf. §^{II} ~~III~~). De même les fonctions que j'ai appelées ψ_i au début du §^{II} ~~III~~ (et qui ne sont autres, dans le cas particulier des equations de la dynamique qui nous occupent ici, que les fonctions S_i et T_i du §^{II} ~~III~~) sont développables, non suivant les puissances de p , mais suivant les puissances de $\sqrt{p}$.

Alors les equations (2') du §^{II} ~~III~~:

$$\frac{dy_i}{dt} = H_i$$

le second membre H_i est développé suivant les puissances des η , de $(\frac{e^{\sqrt{p}-1}}{e^{\sqrt{p}-1}})$ et de $\sqrt{p}$ (et non pas de p).

On en tirera les η_i sous la forme des séries obtenues au ^{paragraphe} § précédent.

$$(4') \quad \eta_i = \sum N \frac{A_i^{l_1} A_i^{l_2} \dots A_i^{l_r}}{\Pi} e^{t[\sum l_j + \sqrt{p}-1]}$$

et N et Π sont développés suivant les puissances de $\sqrt{p}$.

Un certain nombre de questions se pose alors naturellement:

1^o Nous savons que N et Π sont développables suivant les puissances de $\sqrt{p}$; en est-il de même du quotient $\frac{N}{\Pi}$?

2^o S'il en est ainsi, il existe des séries ordonnées suivant les puissances de $\sqrt{p}$, des $A_i e^{+i\sqrt{p}}$, de $e^{+i\sqrt{p}}$ et de $e^{-i\sqrt{p}}$ qui satisfont formellement aux équations proposées; ces séries sont-elles convergentes?

3^o Si elles ne sont pas convergentes, quel parti peut-on en tirer pour le calcul des solutions asymptotiques.

Je me propose d'abord de démontrer que l'on peut développer $\frac{N}{\Pi}$ suivant les puissances de $\sqrt{p}$ et que par conséquent il existe des séries ordonnées suivant les puissances de $\sqrt{p}$, des $A_i e^{+i\sqrt{p}}$, de $e^{+i\sqrt{p}}$ et de $e^{-i\sqrt{p}}$ qui satisfont formellement aux équations

(1). On pourrait en douter; en effet Π est le produit d'un certain nombre des diviseurs (5) du ^{paragraphe} précédent. Tous ces diviseurs sont développables suivant les puissances de $\sqrt{p}$; mais quelques-uns d'entre eux, ceux pour lesquels p est nul, s'annulent avec $\sqrt{p}$. ^{Si p est} ^{arbitraire} on peut donc craindre que Π s'annule avec p et contienne en facteur une certaine puissance de $\sqrt{p}$. Si alors N ne contenait pas cette même puissance en facteur, le quotient $\frac{N}{\Pi}$ se développerait encore selon les puissances croissantes de $\sqrt{p}$, mais le développement commencerait par des puissances négatives.

Je dis qu'il n'en est pas ainsi et que le développement de $\frac{N}{\Pi}$ ne contient que des puissances positives de $\sqrt{p}$.

§ 14.

puissances croissantes de $A_1 e^{\mu_1 t}, A_2 e^{\mu_2 t}, \dots, A_n e^{\mu_n t}$ et suivant les sinus et cosinus des multiples de $\frac{2\pi t}{T}$. Quant aux n_i , c'est un nombre tel que $n_i T$ soit un multiple de 2π . Nous désignons d'ailleurs par T la période de la solution périodique à laquelle se rapportent les solutions asymptotiques considérées.

Telle est la définition des solutions asymptotiques. Voyons si pour $\mu=0$ il existe encore des solutions des équations (1) satisfaisant à cette définition.

On trouve pour la solution générale de ces équations quand $\mu=0$

$$x_i = x_i^0, \quad y_i = n_i t + A_i,$$

les x_i^0 et les A_i étant des constantes d'intégration et n_i étant la valeur de $-\frac{dF}{dx_i}$ pour $x_i = x_i^0$. Nous pouvons choisir les constantes x_i^0 de façon que les n_i aient de valeurs données et par conséquent de façon que les $n_i T$ soient des multiples de 2π . Les A_i restent encore arbitraires. Nous pourrions écrire ces solutions sous la forme:

$$x_i = x_i^0, \quad y_i = n_i t + A_i e^{\mu_i t}$$

en convenant de faire

$$\mu_i = 0.$$

On voit ainsi que ces solutions sont encore de la forme (2) et rentrent par conséquent dans la définition qui précède.

Ainsi dans le cas des équations de la dynamique, les séries (4') et les solutions asymptotiques qu'elles représentent ne disparaissent pas pour $\mu=0$, ce qui prouve qu'elles ne contiennent pas de puissance négative de $\sqrt{\mu}$.

Voyons par quel mécanisme ces puissances négatives de $\sqrt{\mu}$ disparaissent. Posons:

$$A_i e^{\mu_i t} = w_i$$

et considérons les x et les y comme des fonctions des variables t et w .

Il importe avant d'aller plus loin de faire la remarque suivante: parmi les $2n$ exposants caractéristiques α , deux sont nuls et les autres sont deux à deux égaux et de signe contraire. Nous ne conserverons que $n-1$ de ces exposants en convenant de regarder comme nuls les coefficients A_i et les variables w_i qui correspondent aux $n+1$ exposants rejetés. Nous rejetterons d'abord les deux exposants nuls et dans chaque

^ au plus

H. Nous ne
considérons que
ceux de ces exposants
dont la partie réelle
est positive.

162

~~un couple d'exposants égaux et de signe contraire qui resteront, nous con-~~
~~viendrons encore de n'en conserver qu'un.~~

Cela posé, les équations (1) deviennent:

$$(3) \quad \frac{dx_i}{dt} + \sum_j \alpha_j w_j \frac{dx_i}{dw_j} = \frac{dF}{dy_i},$$

$$(4) \quad \frac{dy_i}{dt} + \sum_j \alpha_j w_j \frac{dy_i}{dw_j} = -\frac{dF}{dx_i}.$$

Cherchons, en partant de ces équations à développer les x_i et les $y_i - n_i t$ suivant les puissances croissantes de $\sqrt{\mu}$ et des w de telle façon que les coefficients soient des fonctions périodiques de t .

Nous pouvons écrire:

$$\alpha_i = \alpha_i^0 \sqrt{\mu} + \alpha_i^1 \mu + \dots = \sum \alpha_i^p \mu^{\frac{p}{2}},$$

car nous avons vu au § 12, ~~à la fin de la partie, chapitre III,~~ comment on peut développer les exposants caractéristiques suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$.

Ecrivons d'autre part:

$$x_i = x_i^0 + x_i^1 \sqrt{\mu} + \dots = \sum x_i^p \mu^{\frac{p}{2}},$$

$$y_i - n_i t = y_i^0 + y_i^1 \sqrt{\mu} + \dots = \sum y_i^p \mu^{\frac{p}{2}},$$

les x_i^p et les y_i^p étant des fonctions de t et des w , périodiques par rapport à t et développables suivant les puissances des w .

Si dans les équations (3) et (4) nous substituons ces valeurs à la place des α_i , des x_i et des y_i ; les deux membres de ces équations seront développés suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$.

Egalons dans les deux membres des équations (3) les coefficients de $\mu^{\frac{p+1}{2}}$, et dans les deux membres des équations (4) les coefficients de $\mu^{\frac{p}{2}}$, nous obtiendrons les équations suivantes:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{dx_i^{p+1}}{dt} + \sum_j \alpha_j^1 w_j \frac{dx_i^p}{dw_j} &= Z_i^p + \sum_j \frac{d^2 F_j}{dy_i^2 dy_j^2} y_j^{p-1}, \\ \frac{dy_i^p}{dt} + \sum_j \alpha_j^1 w_j \frac{dy_i^{p-1}}{dw_j} &= T_i^p - \sum_j \frac{d^2 F_j}{dx_i^2 dx_j^2} x_j^p \end{aligned}$$

où Z_i^0 et T_i^0 ne dépendent que de

$$x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{n-1}, \\ y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{n-1}.$$

Convenons, comme nous l'avons fait plus haut, de représenter par $[U]$ la valeur moyenne de U , si U est une fonction périodique de t .

Des équations (5) nous pourrions alors déduire les suivantes:

$$(6) \quad \sum_i \alpha_i^0 w_i \frac{d[x_i^0]}{dw_i} = [Z_i^0] + \sum_i \left[\frac{d^2 F_i}{dy_i^0 dy_i^0} y_i^{n-1} \right], \\ \sum_i \alpha_i^1 w_i \frac{d[y_i^{n-1}]}{dw_i} = [T_i^0] - \sum_i \frac{d^2 F_i}{dx_i^0 dx_i^0} [x_i^0].$$

Supposons maintenant qu'un calcul préalable nous ait fait connaître:

$$x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{n-1}, x_i^n = [x_i^0], \\ y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{n-1}, y_i^n = [y_i^{n-1}].$$

Les équations (6) vont nous permettre de calculer $[x_i^0]$ et $[y_i^{n-1}]$ et par conséquent x_i^n et y_i^n . Les équations (5) nous permettront ensuite de déterminer

$$x_i^{n+1} = [x_i^{n+1}] \quad \text{et} \quad y_i^n = [y_i^n],$$

de sorte que ce procédé nous fournira par récurrence tous les coefficients des développements de x_i et de y_i .

La seule difficulté est la détermination de $[x_i^0]$ et $[y_i^{n-1}]$ par les équations (6).

Les fonctions $[x_i^0]$ et $[y_i^{n-1}]$ sont développées suivant les puissances croissantes des w et nous allons calculer les divers termes de ces développements en commençant par les termes du degré le moins élevé.

Pour cela nous allons reprendre les notations du § 12 ~~de la partie~~
~~Chapitre III~~, c'est à dire que nous allons poser:

$$-\frac{d^2 F_i}{dx_i^0 dx_i^0} = C_a^0, \quad \text{et} \quad \left[\frac{d^2 F_i}{dy_i^0 dy_i^0} \right] = b_a$$

(pour les valeurs nulles de w).

Si alors nous appelons ξ_i et η_i les coefficients de

$$w_1^{m_1} w_2^{m_2} \dots w_{n-1}^{m_{n-1}}$$

164

dans $[x_i^r]$ et $[y_i^{r-1}]$, nous aurons pour déterminer ces coefficients les équations suivantes:

$$(7) \quad \begin{aligned} \sum_i b_{ii} \eta_i - S \xi_i &= \lambda_i, \\ \sum_i c_{ii} \xi_i - S \eta_i &= \mu_i. \end{aligned}$$

Dans ces équations (7) λ_i et μ_i sont des quantités connues, parce qu'elles ne dépendent que de

$$x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{r-1}, x_i^r - [x_i^r],$$

$$y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{r-2}, y_i^{r-1} - [y_i^{r-1}]$$

ou des termes de $[x_i^r]$ et $[y_i^{r-1}]$ dont le degré par rapport aux x est plus petit que:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_{s-1}.$$

De plus nous avons posé pour abréger

$$S = m_1 \alpha_1^2 + m_2 \alpha_2^2 + \dots + m_{s-1} \alpha_{s-1}^2.$$

Nous avons donc pour le calcul des coefficients ξ_i et η_i un système d'équations linéaires. Il ne pourrait y avoir de difficulté que si le déterminant de ces équations était nul; or ce déterminant est égal à:

$$S^2 [S^2 - (\alpha_1^1)^2] [S^2 - (\alpha_2^1)^2] \dots [S^2 - (\alpha_{s-1}^1)^2].$$

Il ne pourrait s'annuler que pour:

$$S = 0, \quad S = \pm \alpha_i^1,$$

c'est à dire pour

$$m_1 + m_2 + \dots + m_{s-1} = 0 \text{ ou } 1.$$

On ne pourrait donc rencontrer de difficulté que dans le calcul des termes du degré 0 ou 1 par rapport aux x .

Mais nous n'avons pas à revenir sur le calcul de ces termes; en effet nous avons appris à calculer les termes indépendants des x dans le § 11^{II} ~~(1^{re} partie, chapitre III)~~ et les coefficients de

$$w_1, w_2, \dots, w_{s-1}$$

12.
dans le § 12 ~~(1^{re} partie, chapitre III)~~

On ne sera donc jamais arrêté en cherchant à développer les x_i et les y_i suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et des x .

Les termes ~~tant connus~~ indépendants des w ne sont en effet autre chose que les séries (V) de §12 et les coefficients de

$$w_1, w_2, \dots, w_n,$$

ne sont autre chose que les séries S_i et T_i de §12.

Il ne reste à dire un mot des premières approximations.

Nous donnerons aux x_i^0 des valeurs constantes, qui ne sont autres que celles que nous avons désignées ainsi au §12. Nous donnerons également aux y_i^0 des valeurs constantes qui ne sont autres que celles que nous avons appelées w_i au §8.

Nous écrirons alors les équations suivantes:

$$\frac{dy_i^0}{dt} = 0, \quad \frac{dx_i^1}{dt} = 0, \quad \frac{dy_i^1}{dt} + \sum_k x_k^1 w_k \frac{dy_i^0}{dw_k} = - \sum_k \frac{d^2 F_0}{dx_i^0 dx_k^0} x_k^1, \quad (8)$$

$$\frac{dx_i^1}{dt} + \sum_k x_k^1 w_k \frac{dx_i^1}{dw_k} = \frac{dF_1}{dy_i^0}.$$

Dans F_0 qui ne dépend que des x_i , ces quantités ne doivent être remplacées par x_i^0 . Dans F_1 les x_i sont remplacés par x_i^0 et les y_i par $n_i t + y_i^0$. Les q_i de F_1 doivent alors être une fonction périodique de t dont la période est T . Nous désignerons par ϕ comme dans les §§11 et 12 la valeur moyenne de cette fonction périodique F_1 ; ψ est alors une fonction périodique de période 2π par rapport aux y_i^0 .

Les deux premières équations (8) montrent que les y_i^0 et les x_i^1 ne dépendent que des w . En égalant dans les deux dernières équations (8) les valeurs moyennes des deux membres, il vient:

$$\sum_k x_k^1 w_k \frac{dy_i^0}{dw_k} = \sum_k C_{ik}^0 x_k^1, \quad (9)$$

$$\sum_k x_k^1 w_k \frac{dx_i^1}{dw_k} = \frac{d\psi}{dy_i^0}.$$

Les équations (9) doivent servir à déterminer les y_i^0 et les x_i^1 en fonction des w . Peut-on satisfaire à ces équations en substituant à la place des y_i^0 et des x_i^1 des séries développées suivant les puissances des w .

Pour nous en rendre compte, nous écrivons les équations différentielles suivantes:

$$(10) \quad \frac{dy_i^0}{dt} = \sum_k C_{ik}^0 x_k^1,$$

$$\frac{dx_i^1}{dt} = \frac{d\psi}{dy_i^0}.$$

Ces équations différentielles où les fonctions inconnues sont les y_i^0 et les x_i^1 , admettent une solution périodique

$$x_i^1 = 0, \quad y_i^0 = w_i$$

w_i étant la quantité désignée ainsi au §12.

Les exposants caractéristiques relatifs à cette solution périodique sont précisément les quantités α_i . Parmi ces quantités nous sommes convenus de ne conserver que celles dont la partie réelle est positive. Nous faisons. Les équations (10) admettent ~~plus~~ un système de solutions asymptotiques et il est aisé de voir que ces solutions se présentent sous la forme de séries développées suivant les puissances des w . Les séries satisfont alors aux équations (7). Les équations peuvent donc être résolues.

Les α_i et les γ_i étant ainsi déterminés, le reste du calcul ne présente plus comme nous l'avons vu aucune difficulté. Il existe donc des séries ordonnées suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, des w , et de $e^{\pm t\sqrt{-1}}$ et qui satisfont formellement aux équations (1).

Cela prouve que le développement de $\frac{N}{\Pi}$ ne débute jamais par une puissance négative de $\sqrt{\mu}$.

Malheureusement les séries ainsi obtenues ne sont pas convergentes.

Soit en effet:

$$\frac{1}{\sqrt{-1}\gamma + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i}$$

Si γ n'est pas nul, cette expression est développable suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, mais le rayon de convergence de la série ainsi obtenue tend vers 0 quand $\sum \beta$ tend vers 0.

Si donc on développe les diverses quantités $\frac{N_i}{\Pi}$ suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ il y a une on pourra toujours trouver parmi ces quantités, en nombre une infinité pour lesquelles le rayon de convergence du développement est aussi petit qu'on le veut.

On pourrait encore espérer, quelque invraisemblable que cela puisse paraître, qu'il n'en est pas de même pour les développements des diverses quantités $\frac{N}{\Pi}$; mais nous verrons dans la suite d'une façon ~~plus~~ rigoureuse qu'il n'en est pas ainsi en général; il faut donc rester ~~à l'écart~~ résigné à ce fâcheux espoir et conclure que les séries que nous venons de former sont divergentes.

Mais quoiqu'elles soient divergentes, ne peut-on en tirer quelque parti.

Considérons ^{la série} la série suivante qui est plus simple que celles que nous avons vues.

$$F(w, \mu) = \sum_n \frac{w^n}{1 + n\mu}$$

Cette série converge uniformément quand μ est positif et que w reste plus petit qu'une valeur absolue qu'un certain nombre positif w_0 plus petit que 1. De même la série

$$8/4. \quad \frac{1}{p!} \frac{d^p F(w, \mu)}{d\mu^p} = \pm \sum \frac{n^p w^n}{(1+n\mu)^p}$$

converge uniformément.

Si maintenant l'on cherche à développer $F(w, \mu)$ suivant les puissances de μ , la série à laquelle on est conduit

$$(11) \quad \sum w^n (n)^p \mu^p$$

ne converge pas. Si dans cette série on réglise tous les termes où l'exposant de μ est supérieur à p , on obtient une certaine fonction

$$\phi_p(w, \mu).$$

Il est aisé de voir que l'expression

$$F(w, \mu) - \phi_p(w, \mu)$$

tend vers 0 quand μ tend vers 0 par valeurs positives, de sorte que la série (11) représente asymptotiquement la fonction $F(w, \mu)$ pour les petites valeurs de μ de la même manière que la série de Stirling représente asymptotiquement la fonction Gamma pour les grandes valeurs de x .

Les séries divergentes que nous avons apprises à former dans le paragraphe (11) sont tout à fait analogues à la série (11).

Considérons en effet l'une des séries (4') :

$$\sum \frac{N}{n} w_1^{f_1} w_2^{f_2} \dots w_k^{f_k} e^{t\sqrt{V}} = \frac{d^p F}{(d\sqrt{V})^p}$$

$$\sum \frac{N}{n} w_1^{f_1} w_2^{f_2} \dots w_k^{f_k} e^{t\sqrt{V}} = F(\sqrt{V}, w_1, w_2, \dots, w_k, t)$$

ces séries sont uniformément convergentes pourvu que les w restent inférieurs à une valeur absolue à certaines limites, et que $\sqrt{V}$ reste positif réel.

Résumé Si l'on développe $\frac{N}{n}$ suivant les puissances de $\sqrt{V}$, on obtient des séries divergentes, ainsi que nous l'avons dit. Supposons qu'on réglise dans le développement les termes où l'exposant de $\sqrt{V}$ est supérieur à p , on obtiendra une certaine fonction

$$\phi_p(\sqrt{V}, w_1, w_2, \dots, w_k, t)$$

qui sera développable suivant les puissances des w , de $e^{\pm t\sqrt{V}}$ et qui sera un polynôme de degré p en $\sqrt{V}$.

La différence On voit alors que l'expression

$$\frac{F - \phi_p}{\sqrt{V}^p}$$

tend vers 0 quand μ tend vers 0 par valeurs positives, et cela quelque grand que soit p .

En effet si l'on désigne par H_p l'ensemble des termes du développement de $\frac{N}{n}$ où l'exposant de $\sqrt{V}$ est au plus égal à p , on a :

$$\frac{F - \phi_F}{\sqrt{\mu^F}} = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{N}{\pi} - H_k \right) w_1^{h_1} w_2^{h_2} \dots w_k^{h_k} e^{i\pi V-1}$$

et la série du second membre est uniformément convergente et tous ses termes tendent vers 0 quand μ tend vers 0.

On peut donc dire que les séries que nous avons obtenues dans le paragr. § 14, représentant les solutions asymptotiques pour les petites valeurs de μ de la même manière que la série de Stirling représente les fonctions entières.

On en rendra d'ailleurs mieux compte de la manière suivante, supposons deux degrés de liberté seulement pour fixer les idées, alors nous ne conserverons plus qu'une seule des quantités w et nous pourrions écrire nos équations sous la forme suivante:

$$\frac{dx_i}{dt} + dw \frac{dx_i}{dw} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} + dw \frac{dy_i}{dw} = -\frac{dF}{dx_i} \quad (i=1, 2)$$

en supprimant les indices d' d et de w devenus inutiles.

Nous savons qu' x est développable suivant les puissances ^(au point) de $\sqrt{\mu}$; et par conséquent d^2 suivant les puissances de μ ; ^(au point) inversement μ est développable suivant les puissances de x^2 ; nous pourrions remplacer μ par ce développement de sorte que F sera développable suivant les puissances de x^2 . Pour $d=0$, P se réduit à F_0 qui ne dépend que de x_1 et de x_2 .

Soit:

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t) \quad \psi_i(t)$$

la solution périodique qui nous sert de point de départ. Posons, comme au § 12

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \psi_i(t) + \eta_i$$

nos équations deviendront:

$$\frac{d\xi_i}{dt} + dw \frac{d\xi_i}{dw} = \Xi_i, \quad \frac{d\eta_i}{dt} + dw \frac{d\eta_i}{dw} = +H_i \quad (\text{quel})$$

Ξ_i et H_i sont développés suivant les puissances des ξ_i , des η_i et de d^2 ; et les coefficients sont des fonctions périodiques de t .

Pour $d=0$, $\frac{dF}{dy_i}$ et par conséquent Ξ_i s'annulent; $\frac{dF}{dx_i}$ donc H_i est divisible par d^2 et je puis poser:

$$\Xi_i = d^2 X_i + d^4 X'_i$$

$d^2 X_i$ représentant l'ensemble des termes du premier degré par rapport aux ξ et aux η , et $d^4 X'_i$ représentant l'ensemble des termes de degré supérieur.

De même quand d est nul, $\frac{dF}{dx_i}$ et par conséquent H_i ne dépendent plus que des ξ_i et non des η_i .

Je puis donc poser:

$$H_i = Y_i + Y'_i + d^2 Q_i + d^2 Q'_i$$

$Y_i + d^2 Q_i$ représentant l'ensemble des termes du ^{premier} ~~second~~ degré par rapport aux ξ et aux η , pendant que $Y'_i + d^2 Q'_i$ représentent l'ensemble des termes de degré supérieur au premier. Je suppose en outre que Y_i et Y'_i ne dépendent que de ξ_1 et de ξ_2 .

Posons

$$\xi_i = d \zeta_i, \quad \eta_i = d \zeta'_i$$

Y_i devienra divisible par d et Y'_i par d^2 de sorte que je pourrai poser

$$Y_i + d^2 Q_i = d Z_i, \quad Y'_i + d^2 Q'_i = d^2 Z'_i$$

et que nos équations deviendront :

$$(12) \quad \begin{aligned} \frac{d\zeta_i}{dt} + d w \frac{d\zeta_i}{dw} &= d X_i + d X'_i \\ \frac{d\eta_i}{dt} + d w \frac{d\eta_i}{dw} &= d Z_i + d^2 Z'_i \end{aligned}$$

Considérons les équations

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{d\zeta_i}{dt} &= d X_i, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= d Z_i. \end{aligned}$$

Ces équations sont linéaires par rapport aux ζ_i et η_i . Elles ne diffèrent pas des équations (2) du §¹², non parce que ξ_1 et ξ_2 y sont remplacés par $d\xi_1$ et $d\xi_2$. D'après ce que nous avons vu au §¹², l'équation qui définit les exposants caractéristiques admet 4 racines, l'une égale à $+d$, l'autre à $-d$ et les deux autres à 0.

A la première racine, c'est à dire à la racine $+d$ correspondra une solution des équations (2) du §¹² que nous avons appris à former dans ce §¹² et que nous avons écrite ainsi :

$$\xi_i = e^{dt} S_i, \quad \eta_i = e^{dt} T_i$$

Je rappelle que S_i est nul et par conséquent que S_i est divisible par d .

A la seconde racine $-d$ correspondra de même une autre solution des équations (2) et nous l'écrivons :

$$\xi_i = e^{-dt} S'_i, \quad \eta_i = e^{-dt} T'_i$$

Enfin aux deux racines 0, correspondront deux solutions des équations (2) que nous écrivons :

$$\xi_i = S''_i, \quad \eta_i = T''_i$$

$$\xi_i = S''_i + dt S'''_i, \quad \eta_i = T''_i + dt T'''_i$$

$T'_i, T''_i, T'''_i, S'_i, S''_i, S'''_i$ sont des fonctions périodiques de t , comme S_i et T_i .

De plus S'_1, S''_1 et S'''_1 seront comme S_1 divisibles par α .

Posons alors:

$$\alpha \zeta_1 = S_1 \theta_1 + S'_1 \theta_2 + S''_1 \theta_3 + S'''_1 \theta_4,$$

$$\alpha \zeta_2 = S_2 \theta_1 + S'_2 \theta_2 + S''_2 \theta_3 + S'''_2 \theta_4,$$

$$\eta_1 = T_1 \theta_1 + T'_1 \theta_2 + T''_1 \theta_3 + T'''_1 \theta_4,$$

$$\eta_2 = T_2 \theta_1 + T'_2 \theta_2 + T''_2 \theta_3 + T'''_2 \theta_4.$$

Les fonctions θ_i jouant ainsi définies jouent un rôle analogue à celui de, fonctions η_i du §13. Les équations (12) deviennent alors

$$\frac{d\theta_1}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_1}{dw} - \alpha \theta_1 = \alpha \Theta_1, \quad \frac{d\theta_2}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_2}{dw} + \alpha \theta_2 = \alpha \Theta_2,$$

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\theta_3}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_3}{dw} = \alpha \Theta_3, \\ \frac{d\theta_4}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_4}{dw} = \alpha \Theta_4. \end{array} \right.$$

$$\left(\frac{d\theta_1}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_1}{dw} = \alpha \Theta_4 + \alpha \Theta_3 \right)$$

$\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ et Θ_4 sont des fonctions développées suivant les puissances de $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ et α dont tous les termes sont du 2^d degré au moins par rapport aux θ , et dont les coefficients sont des fonctions périodiques de t .

Ces équations (14) sont analogues aux équations (2') du §13. De plus les θ doivent être des fonctions périodiques de t et des w du 1^{er} degré en $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ et α .
Cela posé, soit Φ une fonction qui comme, de même que $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ et Θ_4 soit développée suivant les puissances de $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$, de α , de $e^{\sqrt{-1}t}$ et $e^{-\sqrt{-1}t}$ et qui soit telle que chacun de ses coefficients soit réel positif et plus grand en valeur absolue que le coefficient du terme correspondant dans $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ et Θ_4 ; tous les termes de Φ seront d'ailleurs, comme ceux des Θ_i , du second degré au moins par rapport aux θ .

Soit maintenant ε un nombre positif et réel, qui soit plus petit que la valeur absolue que $\frac{n\sqrt{-1}}{\alpha} + p$

(où n est entier positif, négatif ou nul, et où p est entier positif et au moins égal à 1)

On peut évidemment est toujours plus grand en valeur absolue que 1, quels que soient d'ailleurs n, p et α .

Formons alors les équations:

$$\theta_1 = w + \Theta_1, \quad \theta_2 = \Theta_2, \quad \theta_3 = \Theta_3 + \Theta_1, \quad \theta_4 = \Theta_4$$

$$(15) \quad \theta_1 = w + \Phi, \quad \theta_2 = \Phi, \quad \theta_3 = \Theta_4 + \Phi, \quad \theta_4 = \Phi$$

qui sont analogues aux équations (2') du §13.

Des équations (15) on peut tirer les θ sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances des w , de $e^{\pm\sqrt{-1}t}$ et de w et de $e^{\pm\sqrt{-1}t}$ et qui sont analogues aux

comme des fonctions connues de t et de w , définies par les équations (19) et par l'équation (20) que j'écris plus loin; pendant que les u_i restent les fonctions inconnues. Alors U_i est une fonction développée suivant les puissances de w , de $e^{\pm t\sqrt{1}}$, de d et des u_i . De plus tout terme qui contient du q^{e} degré par rapport aux u_i est au moins du degré $p(q-1)$ par rapport à d . Soit U_i^0 ce que devient U_i quand on y annule d et les u_i ; on aura:

$$(20) \quad w \frac{d[\theta_i^p]}{dw} = [U_i^0].$$

Je puis ensuite, en posant

$$U_i' = U_i - w \frac{d\theta_i^p}{dw}$$

puis:

$$V_1 = U_1' - u_1, \quad V_2 = U_2' + u_1, \quad V_3 = U_3' - u_4, \quad V_4 = U_4',$$

mettre les équations (19) sous la forme:

$$\frac{du_1}{dt} + d w \frac{du_1}{dw} - d u_1 = d V_1, \quad \frac{du_2}{dt} + d w \frac{du_2}{dw} + d u_1 = d V_2,$$

$$(21) \quad \frac{du_3}{dt} + d w \frac{du_3}{dw} - d u_4 = d V_3, \quad \frac{du_4}{dt} + d w \frac{du_4}{dw} = d V_4.$$

On voit alors que les V_i ne contiennent que des termes du 2^{e} degré au moins par rapport à w et aux u_i .

En effet les θ_i sont divisibles par w et se réduisent à w ou à 0 quand on y ^{d'abord} remplace les termes des degrés supérieurs au premier en w . Il en résulte que θ_i^p est divisible par w^p . D'autre part le second membre de développement l'équation (17) ne contiendra que des termes du 1^{e} degré au moins par rapport à w et u_i . Donc θ_i ne contient que des termes du 1^{e} degré au moins par rapport à w et aux u_i . Il en résulte que les seuls termes du 1^{e} degré qui peuvent subsister dans U_i se réduisant à U_1, U_2, U_3 et U_4 se réduisent respectivement à $u_1, -u_1, u_4$ et 0.

D'ailleurs $w \frac{d\theta_i^p}{dw}$ est divisible par w^p ; donc les V_i ne contiennent que des termes du 2^{e} degré au moins.

C. Q. F. D.

Des équations (21) on peut tirer les u_i sous la forme de séries développées suivant les puissances de w et de $e^{\pm t\sqrt{1}}$. En appliquant à ces équations le même raisonnement qu'aux équations (14) on peut démontrer que ces séries convergent quand $|w| < w_0$ et que la convergence reste uniforme quelque petit que soit d .

Il en est de même pour les séries qui représentent $\frac{du_i}{dw}, \frac{d^2 u_i}{dw^2}$ etc.

Il résulte de là qu'on peut assigner une limite supérieure indépendante de d , à u_i .

à $\frac{du_i}{dt}$, $\frac{d'u_i}{dt}$ etc, pourvu que $|w| < w_0$.

Mais je veux démontrer maintenant que cela a encore lieu pour toutes les valeurs de u_i positives de w .

Si l'on suppose u par Ae^{wt} , A étant une constante, les équations (*) deviennent

$$\frac{du_i}{dt} + ew \frac{du_i}{dw} - \frac{\partial u_i}{\partial x} = U_i'$$

Je remplis la caractéristique D au lieu de la caractéristique d pour en dire que

je suppose u rempli de par Ae^{wt}

U_i' est une fonction développée suivant les puissances de d et des u_i et dont les coefficients sont des fonctions de t et de w . Je dis que cette série sera convergente quels que soient t et w pourvu que d et les u_i soient assez petits. En effet elle ne pourrait cesser de converger que si la fonction:

$$F(x_1, x_2, y_1, y_2)$$

cessait d'être développable suivant les puissances de d , des w_i et des v_i quand d et y_i remplacent x_i par:

$$x_1^0 + d x_1^1 + d^2 x_1^2 + \dots + d^{p+1} x_1^{p+1} + q^{p+1} v_1$$

et y_i par:

$$y_1^0 + d y_1^1 + d^2 y_1^2 + \dots + d^p y_1^p + d^p v_1'$$

ou ce qui revient au même, si la fonction F pour une valeur quelconque de t ou de w (c'est à dire pour un système quelconque de valeurs de t , de y_1^0 et de y_2^0) cessait d'être développable suivant les puissances de $x_i - x_i^0$ et de $y_i - y_i^0 - y_i^0$. Or il est manifeste qu'il n'en est pas ainsi.

Je puis donc toujours trouver une fonction Φ développée suivant les puissances de d et des u_i , et dont les coefficients sont des constantes au lieu d'être fonctions de t et de w comme ceux de U_i' , et de plus m'arranger de telle sorte que le coefficient d'un terme quelconque de Φ soit réel positif et plus grand en valeur absolue que le coefficient correspondant de U_i' ($i = 1, 2, 3, 4$), pour en dire pour les valeurs de t et de w que j'aurai à considérer.

J'ajouterai que je puis trouver des nombres réels positifs M et β tels que la fonction Φ satisfasse à la condition que je viens d'énoncer, si je prends:

$$\Phi = \frac{M(1 + u_1 + u_2 + u_3 + u_4)}{1 - \beta x - \beta^p(u_1 + u_2 + u_3 + u_4)}$$

Si je considère les valeurs de w inférieures positives et inférieures à une certaine limite W , je pourrai prendre, pour satisfaire à cette condition, des nombres M et β

d'autant plus grands que W sera plus grand; mais, tant que W sera fini, les nombres M et β seront eux-mêmes finis.

Soit maintenant w_1 une valeur positive de w plus petite que w_0 . D'après ce que nous avons vu plus haut, il est possible d'assigner pour $w = w_1$ une limite supérieure à u_1, u_2, u_3 et u_4 ; soit u_0 cette limite, on aura donc

$$|u_i| < u_0 \quad \text{pour } w = w_1.$$

Soit maintenant u' une fonction définie par les conditions suivantes

$$\frac{du'}{dt} + w \frac{du'}{dw} = \frac{2M(u'+1)}{1-\beta-\beta\alpha^p u'}$$

$$u' = u_0 \quad \text{pour } w = w_1.$$

On aura manifestement pour toutes les valeurs de t et de w :

$$|u_i| < u' \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

On trouve sans peine:

$$\frac{1-\beta\alpha+\beta\alpha^p}{4M} \log \frac{1+4u'}{1+4u_0} - \frac{\beta\alpha^p}{M} (u'-u_0) = \log \frac{w}{w_1}$$

et pour $\alpha=0$, on trouve:

$$\frac{1+4u'}{1+4u_0} = \left(\frac{w}{w_1}\right)^{4M}$$

ce qui montre que u' reste fini quand α tend vers 0.

Nous devons en conclure que les quantités u_i restent également finies quand α tend vers 0.

Il s'agit de la suite de la

Cela posé, je me propose d'établir que la série

$$O_0^p + \alpha O_1^p + \alpha^2 O_2^p + \dots$$

représente la fonction O_i asymptotiquement (c'est à dire à la façon de la série de Stirling) ou en d'autres termes que l'expression:

$$O_i - O_0^p - \alpha O_1^p - \alpha^2 O_2^p - \dots - \alpha^{p-1} O_{p-1}^p$$

tend vers 0 avec α . En effet cette expression est égale à:

$$\alpha (O_i^p + u_i)$$

et nous venons de voir que $O_i^p + u_i$ reste fini quand α tend vers 0.

Mais ce n'est pas tout; je dis que $\frac{du_i}{dw}$ reste fini quand α tend vers 0.

Nous avons en effet:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{du_i}{dw} \right) + w \frac{d}{dw} \left(\frac{du_i}{dw} \right) = \sum_k \frac{dU_k^p}{du_k} \frac{du_k}{dw} + \frac{dU_i^p}{dw}$$

$\frac{dU_k^p}{du_k}$ et $\frac{dU_i^p}{dw}$ sont des fonctions de t , de w , de α et des u_i ; mais d'après ce que nous venons de voir, nous pouvons assigner aux u_i des limites supérieures; nous pourrions donc en

§14.

17548

assignées également aux $\frac{dU'_i}{dw}$ et aux $\frac{dU'_i}{dw}$. Supposons par exemple que l'on ait:

$$\left| \frac{dU'_i}{dw} \right| < A, \quad \left| \frac{dU'_i}{dw} \right| < B \quad w < A \quad (\text{pour } w < W)$$

A et B étant deux nombres positifs.

D'autre part, nous voyons qu'on peut assigner une limite à $\frac{dU'_i}{dw}$ pour $w = w_1$.

Supposons par exemple que l'on ait:

$$\left| \frac{dU'_i}{dw} \right| \leq u'_0 \quad \text{pour } w = w_1,$$

u'_0 étant un nombre positif. Soit ensuite u' une fonction définie comme il suit:

$$\frac{du'}{dw} + w \frac{du'}{dw} = u' (4A + W) + B$$

$$u' = u'_0 \quad \text{pour } w = w_1,$$

On aura manifestement

$$\left| \frac{du'_i}{dw} \right| < u'_0$$

On obtient sans peine que u' ne dépend que de w et satisfait à l'équation

$$w \frac{du'}{dw} = u' (4A + W) + B.$$

Donc u' est fini, donc $\frac{dU'_i}{dw}$ reste fini quand d tend vers 0. Donc on a

asymptotiquement (en interprétant d et w au même sens que plus haut):

$$\frac{d\theta_i}{dw} = \frac{d\theta_i^0}{dw} + d \frac{d\theta_i^1}{dw} + d^2 \frac{d\theta_i^2}{dw} +$$

On démontrerait de même que l'on a asymptotiquement:

$$\frac{d\theta_i}{dt} = \frac{d\theta_i^0}{dt} + d \frac{d\theta_i^1}{dt} + d^2 \frac{d\theta_i^2}{dt} +$$

$$\frac{d^2\theta_i}{dw^2} = \frac{d^2\theta_i^0}{dw^2} + d \frac{d^2\theta_i^1}{dw^2} + d^2 \frac{d^2\theta_i^2}{dw^2} +$$

Voici donc la conclusion finale à laquelle nous parvenons:

Les séries

$$x_i^0 + \sqrt{\mu} x_i^1 + \mu x_i^2 + \dots, \quad y_i^0 + y_i^1 + \sqrt{\mu} y_i^2 + \mu y_i^3 + \dots$$

définies dans ce paragraphe sont divergentes, mais elles jouissent de la même propriété ^{que les séries de Sécherre} de telle sorte qu'on a asymptotiquement:

$$x_i = x_i^0 + \sqrt{\mu} x_i^1 + \mu x_i^2 +$$

$$y_i = y_i^0 + y_i^1 + \sqrt{\mu} y_i^2 + \mu y_i^3 +$$

De plus si D est un signe quelconque de différentiation, d'est à dire si l'on pose:

$$D.f_i = \frac{d^{\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_k} f_i}{dt^{\lambda_0} dw_1^{\lambda_1} dw_2^{\lambda_2} \dots dw_k^{\lambda_k}}$$

on aura encore asymptotiquement :

$$D x_i = D x_i^0 + \sqrt{\mu} D x_i^1 + \mu D x_i^2 + \dots$$

$$D y_i = D(n; t + y_i^0) + \sqrt{\mu} D y_i^1 + \mu D y_i^2 + \dots$$

En ce qui concerne l'étude des séries analogues à celle de Stirling, je
renverrai ^{anglais} ~~mon~~ mémoire que j'ai publié dans les Acta Mathematica
(Tome 8, page 295).

177

Cinquième partie.
Équations de la dynamique et problème des n corps

~~Deuxième partie.~~

~~Équations de la dynamique et problème des n corps.~~

CHAPITRE I.

Etude du cas où il n'y a que deux degrés de liberté.

§ 15. Représentations géométriques diverses.

Reprenons les équations (1) du § 4 ~~(4^{ème} partie, chapitre III)~~

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Nous nous bornerons au cas le plus simple qui est celui où il n'y a que deux degrés de liberté; je n'ai pas à m'occuper en effet de celui où il n'y a qu'un degré de liberté, car les équations de la dynamique s'intègrent alors aisément par de simples quadratures.

Nous supposons donc que la fonction F ne dépend que de quatre variables x_1, x_2, y_1, y_2 . Nous supposons de plus que cette fonction est uniforme par rapport à ces quatre variables et périodique de période 2π par rapport à y_1 et à y_2 .

La situation du système est donc définie par les quatre quantités x_1, x_2, y_1, y_2 , mais cette situation ne change pas quand y_1 ou y_2 augmente de 2π ou d'un multiple de 2π . En d'autres termes, et pour reprendre le langage du chapitre I, ~~de la 1^{ère} partie~~, x_1 et x_2 sont des variables linéaires, pendant que y_1 et y_2 sont des variables angulaires.

Nous connaissons une intégrale des équations (2) qui est la suivante:

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

C désignant la constante des forces vives. Si cette constante est regardée comme une des données de la question, les quatre quantités x et y ne sont plus indépendantes; elles sont liées par la relation (2). Il suffira donc, pour déterminer la situation du système, de se donner arbitrairement trois de ces quatre quantités. Il devient possible, par conséquent, de représenter la situation du système par la position d'un point P dans l'espace.

Il pourra arriver en outre pour des raisons diverses que les quatre variables x et y soient soumises, non seulement à l'égalité (2), mais à une ou plusieurs inégalités:

$$(3) \quad \varphi_1(x_1, x_2, y_1, y_2) > 0, \quad \varphi_2(x_1, x_2, y_1, y_2) > 0.$$

Supposons par exemple pour fixer les idées que les inégalités (3) s'écrivent:

$$a > x_1 > b,$$

et que l'égalité (2) soit telle que lorsque x_1 satisfait à ces inégalités, on puisse tirer de la relation (2) la quatrième variable x_2 en fonction uniforme des trois autres x_1, y_1 et y_2 .

Nous pouvons alors représenter la situation du système par un point dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$\begin{aligned} X &= \cos y_1 [1 + \cos y_2 (cx_1 + d)], & Y &= \sin y_1 [1 + \cos y_2 (cx_1 + d)], \\ Z &= \sin y_2 (cx_1 + d), \end{aligned}$$

c et d étant deux nouvelles constantes positives telles que

$$ca + d < 1; \quad cb + d > 0.$$

Il est clair en effet qu'à toute situation du système, c'est à dire à tout système de valeurs de x_1, y_1 et y_2 satisfaisant aux conditions:

$$a > x_1 > b, \quad 2\pi > y_1 > 0, \quad 2\pi > y_2 > 0$$

179

§ 4. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 99
correspond un point de l'espace et un seul, compris entre les deux tores:

$$(4) \quad \begin{aligned} (1 - \sqrt{X^2 + Y^2})^2 + Z^2 &= (cb + d)^2, \\ (1 - \sqrt{X^2 + Y^2})^2 + Z^2 &= (ca + d)^2. \end{aligned}$$

Et réciproquement, à tout point de l'espace compris entre ces deux tores correspond un système de valeurs de x_1, y_1 et y_2 et un seul, satisfaisant aux inégalités précédentes.

Il peut se faire que les inégalités (3) ne s'écrivent plus $a > x_1 > b$; mais que cependant ces inégalités, jointes à la relation (2) entraînent comme conséquence

$$a > x_2 > b.$$

Si de plus x_2 est encore fonction uniforme des trois autres variables, le même mode de représentation géométrique est encore applicable.

Nous pouvons nous placer dans un cas plus général encore:

Supposons que l'on puisse trouver une variable auxiliaire ξ , jouissant de la propriété suivante. Si x_1, x_2, y_1 et y_2 satisfont à la fois à l'égalité (2) et aux inégalités (3), on pourra exprimer x_1 et x_2 en fonctions uniformes de ξ , de y_1 et de y_2 . De plus, en vertu des inégalités (3), ξ ne peut devenir infinie et reste comprise entre certaines limites de telle façon que l'on a comme conséquence de (2) et de (3)

$$a > \xi > b.$$

Nous pourrions alors définir complètement la situation du système en nous donnant les trois variables ξ, y_1 et y_2 , et la représenter par un point P dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$\begin{aligned} X &= \cos y_1 [1 + \cos y_2 (c\xi + d)], & Y &= \sin y_1 [1 + \cos y_2 (c\xi + d)], \\ Z &= \sin y_2 (c\xi + d) \end{aligned}$$

avec les conditions:

$$c \geq 0, ca + d < 1, cb + d > 0.$$

On voit alors, comme dans le cas précédent, qu'à toute situation du système correspond un point de l'espace et un seul compris entre les deux

169 8 15

tores (4), et réciproquement, qu'à tout point compris entre ces deux tores ne peut correspondre plus d'une situation du système.

Il peut se faire que pour $x_1 = a$, (ou plus généralement pour $\xi = a$) la situation du système reste la même quelle que soit la valeur attribuée à y_1 . Nous en verrons dans la suite des exemples. C'est ainsi qu'en coordonnées polaires, il faut en général pour définir la position d'un point se donner les deux coordonnées ρ et ω , mais que si on suppose $\rho = 0$, on retrouve toujours le même point, à savoir le pôle, quel que soit ω .

Dans ce cas on choisira les constantes c et d de telle façon que

$$ca + d = 0.$$

Le second des deux tores (4) se réduit alors à un cercle:

$$Z = 0, \quad X^2 + Y^2 = 1.$$

En chacun des points de ce cercle y_1 est indéterminé; mais néanmoins, comme pour $\xi = a$ la situation du système ne dépend pas de y_1 , à chaque point du cercle correspond une situation du système et une seule.

On peut dire alors qu'à toute situation du système correspond un point de l'espace intérieur au premier des deux tores (4) et que réciproquement, à un point intérieur de ce tore ne peut correspondre qu'une seule situation du système.

J'envisagerai encore un autre cas.

Imaginons qu'en vertu des inégalités (3), ξ puisse prendre toutes les valeurs positives, de telle sorte que:

$$a = 0, \quad b = +\infty.$$

Supposons que pour $\xi = 0$ la situation du système ne dépende pas de y_1 et que pour $\xi = \infty$, cette situation ne dépende pas de y_1 .

Nous pourrions alors représenter la situation par un point dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$X = \cos y_1 e^{i \cos y_1}, \quad Y = \sin y_1 e^{i \cos y_1}, \quad Z = \xi \sin y_1.$$

Pour $\xi = 0$ il vient (quel que soit y_1)

$$X = \cos y_1, \quad Y = \sin y_1, \quad Z = 0.$$

Le point représentatif se trouve sur le cercle

$$X^2 + Y^2 = 1, \quad Z = 0$$

et sa position ne dépend pas de y_2 ; cela n'a pas d'inconvénient puisque par hypothèse la situation du système pour $\xi = 0$ ne dépend pas non plus de y_2 .

Pour $\xi = \infty$, on trouve pourvu que $\cos y_1$ soit négatif:

$$X = Y = 0, \quad Z = \sin y_1.$$

Le point représentatif se trouve alors sur l'axe des Z et sa position ne dépend pas de y_1 , mais pour $\xi = \infty$, la situation du système ne dépend pas non plus de y_1 .

Le mode de représentation adopté est donc légitime.

Ce qui précède a besoin d'être appuyé de quelques exemples. Je n'en traiterai ici que trois.

Le premier de ces exemples est le plus important parce que c'est un cas particulier du problème des trois corps. Imaginons deux corps, le premier de grande masse, le second de masse finie, mais très petite et supposons que ces deux corps décrivent autour de leur centre de gravité commun une circonférence d'un mouvement uniforme. Considérons ensuite un troisième corps de masse infiniment petite, de façon que son mouvement soit troublé par l'attraction des deux premiers corps, mais qu'il ne puisse pas troubler l'orbite de ces deux premiers corps. Bornons-nous de plus au cas où ce troisième corps se meut dans le plan des deux circonférences décrites par les deux premières masses.

Tel est le cas d'une petite planète se mouvant sous l'influence du Soleil et de Jupiter quand on néglige l'excentricité de Jupiter et l'inclinaison des orbites.

Tel est encore le cas de la lune se mouvant sous l'influence du Soleil et de la Terre quand on néglige l'excentricité de l'orbite terrestre et l'inclinaison de l'orbite lunaire sur l'écliptique.

Nous définirons la position du troisième corps par ses éléments osculateurs à un instant donné et nous écrirons les équations du mouve-

182

ment en adoptant les notations de M. TISSERAND dans sa Note des Comptes Rendus du 31 janvier 1887

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{dR}{dt}, & \frac{dl}{dt} &= -\frac{dR}{dL}, \\ \frac{dG}{dt} &= \frac{dR}{dg}, & \frac{dg}{dt} &= -\frac{dR}{dG}. \end{aligned}$$

Je désigne par a , e et n le grand axe osculateur, l'excentricité et le moyen mouvement de la troisième masse; j'appelle l l'anomalie moyenne de cette troisième masse et g la longitude de son périhélie.

Je pose ensuite:

$$L = \sqrt{a}, \quad G = \sqrt{a(1-e^2)}.$$

Je choisis les unités de telle façon que la constante de GAUSS soit égale à 1, que le moyen mouvement de la seconde masse soit égal à 1 et que la longitude de cette seconde masse soit égale à t .

Dans ces conditions, l'angle sous lequel la distance des deux dernières masses est vue de la première ne diffère de $l + g - t$ que par une fonction périodique de l de période 2π .

La fonction R est la fonction perturbatrice ordinaire augmentée de $\frac{1}{2a} = \frac{1}{2L^2}$. Cette fonction ne dépend que de L , de G , de l et de $l + g - t$; car la distance de la seconde masse à la première est constante et la distance de la troisième à la première ne dépend que de L , G et l . Cette fonction est d'ailleurs périodique de période 2π tant par rapport à l que par rapport à $l + g - t$.

On conclut de là que l'on a:

$$\frac{dR}{dt} + \frac{dR}{dg} = 0$$

et que les équations (5) admettent comme intégrale:

$$R + G = \text{const.}$$

Nous allons chercher à ramener les équations (5) à la forme des équations (1). Pour cela nous n'avons qu'à poser:

$$\begin{aligned}x_1 &= G, & x_2 &= L, \\y_1 &= g - t, & y_2 &= l, \\F(x_1, x_2, y_1, y_2) &= R + G,\end{aligned}$$

et les équations (5) reprennent la forme:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}.$$

La fonction F dépend d'un paramètre très petit μ qui est la masse du second corps et nous pouvons écrire:

$$F = F_0 + \mu F_1.$$

F est périodique par rapport à y_1 et y_2 qui sont des variables angulaires, tandis que x_1 et x_2 sont des variables linéaires. Si l'on fait $\mu = 0$, F se réduit à F_0 et:

$$F_0 = \frac{1}{2a} + G = x_1 + \frac{1}{2x_2^2}$$

ne dépend plus que des variables linéaires.¹

Il résulte de la définition même de L et de G en fonctions de a et e que l'on doit avoir:

$$L^2 > G^2 \quad \text{ou} \quad x_2^2 > x_1^2,$$

ce qui montre que x_1 peut varier depuis $-x_2$ jusqu'à $+x_2$.

Si l'on suppose $x_1 = +x_2$, l'excentricité est nulle; il en résulte que la fonction perturbatrice et la situation du système ne dépendent plus que de la différence de longitude des deux petites masses, c'est à dire de:

$$l + g - t = y_1 + y_2.$$

¹ Il est aisé de voir que le hessien de F_0 par rapport à x_1 et à x_2 est identiquement nul. Il semble donc que les conclusions du § 3 (chapitre III, 1^{ère} partie) ne soient plus applicables. Il n'en est rien pourtant, parce qu'on peut remplacer F par une fonction arbitraire $\varphi(F)$ de telle sorte que le hessien de $\varphi(F_0)$ ne soit pas nul. Cela revient à changer l'unité de temps de façon que cette unité dépende de la constante C des forces vives.

On en déduit:

$$\frac{dF}{dy_1} = \frac{dF}{dy_2},$$

d'où:

$$(6) \quad \frac{d(x_1 - x_2)}{dt} = 0,$$

d'où l'on conclurait (puisque la valeur initiale de $x_1 - x_2$ est supposée nulle) que x_1 doit rester constamment égal à x_2 ; mais ce n'est là pour les équations (1) qu'une solution singulière qui doit être rejetée. En ce qui concerne les solutions «particulières» que nous devons conserver, l'équation (6) signifie simplement que quand $x_1 - x_2$ atteint la valeur 0, cette valeur est un maximum, ce qui est d'ailleurs une conséquence de l'inégalité $x_1^2 > x_2^2$.

Si nous supposons maintenant $x_2 = -x_1$, l'excentricité sera encore nulle, mais le mouvement sera rétrograde (il l'est toutes les fois que x_1 et x_2 ne sont pas de même signe); alors F et la situation du système ne dépendent plus que de l'angle:

$$-l + g - t = y_1 - y_2,$$

ce qui donne:

$$\frac{dF}{dy_1} + \frac{dF}{dy_2} = 0.$$

Je vais maintenant traiter la question suivante:

Trouver une variable ξ telle que si x_1, x_2, y_1, y_2 satisfont aux égalités et inégalités (2) et (3) (qui dans le cas qui nous occupe se réduisent à

$$F = C, \quad x_1^2 > x_2^2)$$

ces quatre quantités peuvent s'exprimer en fonctions uniformes de ξ, y_1 et y_2 .

Je traiterai d'abord la question dans le cas où $\mu = 0$ et où

$$F = F_0 = \frac{1}{2x_1^2} + x_1.$$

Envisageons un plan et dans ce plan un point dont les coordonnées sont:

$$X = x_1 - c, \quad Y = x_2.$$

185

Alors les égalités et inégalités (2) et (3) s'écrivent:

$$X + \frac{1}{2Y^2} = 0, \quad Y > X + c > -Y.$$

Construisons la courbe:

$$X + \frac{1}{2Y^2} = 0$$

et les deux droites:

$$X + c = \pm Y.$$

Ces droites et cette courbe peuvent être dans deux situations différentes, représentées par les figures 4 et 5.

Fig. 4.

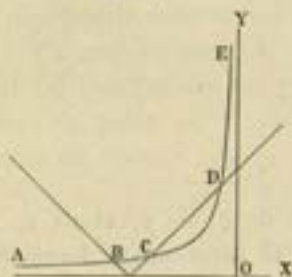
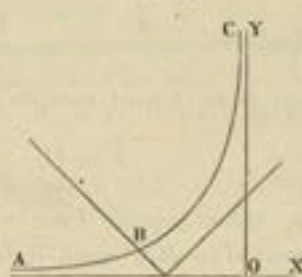


Fig. 5.



Chacune des deux figures devrait se composer de deux moitiés symétriques par rapport à l'axe des x , mais nous n'avons représenté que la moitié qui est au-dessus de cet axe. Dans le cas de la figure 4, la courbe nous offre deux arcs utiles BC et DE pendant que les arcs AB et CD doivent être rejetés à cause de l'inégalité $Y^2 > (X + c)^2$. Dans le cas de la figure 5, il n'y a qu'un arc utile BC et l'arc AB doit être rejeté.

Le passage de la figure 4 à la figure 5 se fait quand la droite CD devenant tangente à la courbe, les deux points C et D se confondent. Cela a lieu pour:

$$C = \frac{3}{2}, \quad X = -\frac{1}{2}, \quad Y = 1.$$

Nous nous supposons dans ce qui va suivre placés dans le cas de

la figure 4 et nous envisagerons seulement l'arc utile BC ; c'est en effet le cas le plus intéressant au point de vue des applications.

Posons:

$$\xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1} = \frac{L - G}{L + G};$$

on voit que ξ s'annule au point C et devient infini au point B et que quand on parcourt l'arc BC depuis C jusqu'en B , on voit ξ croître constamment depuis 0 jusqu'à $+\infty$. Si donc on se donne ξ , le point correspondant de l'arc BC sera entièrement déterminé, ce qui revient à dire que x_1 et x_2 sont fonctions uniformes de ξ .

Qu'arrivera-t-il maintenant si μ n'est plus nul, mais seulement très petit?

Faisons encore

$$\xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1}$$

et voyons si en tenant compte des relations

$$(7) \quad F = C, \quad \xi > 0, \quad x_2 > 0,$$

x_1 et x_2 seront encore fonctions uniformes de ξ , de y_1 et de y_2 . Pour qu'il cessât d'en être ainsi, il faudrait que le déterminant fonctionnel:

$$\frac{\partial(\xi, F)}{\partial(x_1, x_2)}$$

s'annulât pour un système de valeurs satisfaisant aux conditions (7). Or cela n'arrivera pas si μ est assez petit et si C est assez différent de $\frac{3}{2}$.

Dans la plupart des applications, ces conditions seront remplies; nous pourrons donc prendre ξ comme variable indépendante; cette variable sera essentiellement positive et x_1 et x_2 seront fonctions uniformes de ξ , y_1 et y_2 .

¹ On voit aisément pourquoi j'écris cette dernière relation; l'arc BC comme on le voit sur la figure est tout entier au-dessus de l'axe des X , ce qui entraîne l'inégalité $x_2 > 0$; il est clair que cette inégalité subsistera encore pour les valeurs suffisamment petites de μ .

Toutefois pour trouver le mode de représentation géométrique le plus convenable, il faut encore faire un changement de variables. Posons:

$$\begin{aligned}x'_1 &= x_1 + x_2, & x'_2 &= x_1 - x_2, \\y'_1 &= \frac{1}{2}(y_1 + y_2), & y'_2 &= \frac{1}{2}(y_1 - y_2).\end{aligned}$$

Après ce changement de variables, les équations conserveront la forme canonique:

$$\begin{aligned}\frac{dx'_1}{dt} &= \frac{dF}{dy'_1}, & \frac{dy'_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx'_1}, \\ \frac{dx'_2}{dt} &= \frac{dF}{dy'_2}, & \frac{dy'_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx'_2}.\end{aligned}$$

On voit que y'_1 et y'_2 sont encore des variables angulaires; quand en effet y'_1 ou y'_2 augmente d'un multiple 2π , y_1 et y_2 augmentent aussi d'un multiple de 2π et par conséquent la situation du système ne change pas.

Mais il y a plus; quand on change simultanément y'_1 et y'_2 en $y'_1 + \pi$ et $y'_2 + \pi$, y_1 ne change pas et y_2 augmente de 2π . La situation du système ne change donc pas.

Cela posé nous représenterons la situation du système par le point de l'espace qui a pour coordonnées rectangulaires:

$$X = \cos y'_1 e^{i \cos y'_2}, \quad Y = \sin y'_1 e^{i \cos y'_2}, \quad Z = \xi \sin y'_2.$$

Pour $\xi = 0$ la situation du système ne dépend pas de y'_2 et il en est de même du point représentatif qui est alors sur le cercle

$$X^2 + Y^2 = 1, \quad Z = 0.$$

Pour $\xi = \infty$, la situation du système ne dépend pas de y'_1 et il en est de même du point représentatif qui est alors sur l'axe des Z si $\cos y'_2$ est négatif et à l'infini si $\cos y'_2$ est positif.

A chaque point de l'espace correspond donc une situation du système et une seule; réciproquement, à chaque situation du système correspondent, non pas un, mais deux points de l'espace et en effet aux deux systèmes de valeurs (x'_1, x'_2, y'_1, y'_2) et $(x'_1, x'_2, y'_1 + \pi, y'_2 + \pi)$ corres-

pondent deux points différents de l'espace, mais une seule situation du système.

Les équations (1) admettent les invariants intégraux:

$$\int (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2) = \int (dx'_1 dy'_1 + dx'_2 dy'_2)$$

et

$$\int dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 = \int dx'_1 dy'_1 dx'_2 dy'_2.$$

Si nous transformons cet invariant par les règles exposées dans le § 3 (1^{re} partie, chapitre II) nous verrons que:

$$\int \frac{x'_1 d\xi dy'_1 dy'_2}{x'_1 \frac{dF}{dx_1} + x'_2 \frac{dF}{dx_2}} = \int \frac{x'_1 dX dY dZ}{\left(x'_1 \frac{dF}{dx_1} + x'_2 \frac{dF}{dx_2}\right) \xi (X^2 + Y^2)}$$

est encore un invariant intégral.

Comme ξ est essentiellement positif, la quantité sous le signe $\int$ est de même signe que:

$$x'_1 \frac{dF}{dx_1} + x'_2 \frac{dF}{dx_2} = x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2}.$$

Or pour $\mu = 0$, on trouve:

$$x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2} = x_1 - \frac{1}{x_1}.$$

Si nous nous supposons placés dans le cas de la figure 4 et sur l'arc BC, nous devons supposer:

$$C > \frac{3}{2}, \quad x_1^2 < x_2^2, \quad 0 < x_2 < 1,$$

d'où l'on tire:

$$x_1 - \frac{1}{x_1} = 3x_1 - 2C > 3x_1 - 2 \cdot \frac{3}{2} = 3(x_1 - 1) < 0.$$

Ainsi $x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2}$ est toujours négatif quand μ est nul. Il en

§ 15. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 109
 sera encore de même quand μ cessera d'être nul, pourvu que C soit assez différent de $\frac{3}{2}$.

Dans ces conditions l'intégrale:

$$\int \frac{x_1^2 dX dY dZ}{\xi(X^2 + Y^2) \left(-x_1 \frac{dF}{dx_1} - x_2 \frac{dF}{dx_2} \right)}$$

est un invariant positif.

Pour $\mu = 0$, les équations (5) s'intègrent aisément comme on le sait et on trouve:

$$L = \text{const.}, \quad G = \text{const.}, \quad g = \text{const.}, \quad l = nt + \text{const.}$$

Les solutions ainsi obtenues sont représentées dans le mode de représentation géométrique adopté par certaines trajectoires. Ces trajectoires sont fermées toutes les fois que le moyen mouvement n est un nombre commensurable. Elles sont tracées sur des surfaces trajectoires qui ont pour équation générale

$$\xi = \text{const.}$$

et qui sont par conséquent des surfaces de révolution fermées analogues à des tores.

Nous verrons dans la suite comment ces résultats sont modifiés quand μ n'est plus nul.

Comme second exemple, je reprends l'équation dont j'ai déjà parlé à la fin du § ~~II~~ (~~1^{re} partie, chapitre III~~)

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + n^2 \rho + m \rho^3 = \mu R,$$

R étant une fonction de ρ et de t , holomorphe par rapport à ρ et s'annulant avec ρ et périodique par rapport à t . Cette équation peut s'écrire en reprenant les notations du paragraphe cité:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{dF}{d\sigma}, \quad \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{dF}{d\rho}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \frac{dF}{d\gamma}, \quad \frac{d\gamma}{dt} = -\frac{dF}{d\xi}.$$

avec:

$$\xi = t, \quad \frac{d\rho}{dt} = \sigma, \quad F = \frac{\sigma^2}{2} + \frac{n^2 \rho^2}{2} + \frac{m \rho^4}{4} - \mu \int R(\rho, \xi) d\rho + \eta$$

Posons:

$$\sigma = \sqrt{n} \sqrt{2x_1} \cos y_1, \quad \rho = \frac{1}{\sqrt{n}} \sqrt{2x_1} \sin y_1.$$

Les équations conserveront la forme canonique des équations de la dynamique et la fonction F dépendra de deux variables linéaires x_1 et η de deux variables angulaires y_1 et ξ .

On voit aisément que quand on se donne la constante des forces vives C , x_1 , y_1 et ξ , la quatrième variable η est entièrement déterminée; on a en effet:

$$\eta = C - nx_1 - \frac{m}{n} x_1^2 \sin^2 y_1 + \mu \int R(\rho, \xi) d\rho.$$

Pour $x_1 = 0$, la situation du système ne dépend pas de y_1 . Nous pouvons donc adopter pour représenter cette situation le point dont les coordonnées sont:

$$X = \cos \xi e^{i\cos n}, \quad Y = \sin \xi e^{i\cos n}, \quad Z = x_1 \sin y_1.$$

A chaque situation du système correspond ainsi un point de l'espace et inversement. Il faut excepter les points à l'infini et les points de l'axe des Z qui nous donneraient $x_1 = \infty$ et par conséquent un résultat illusoire.

Comme troisième exemple, envisageons un point mobile pesant se mouvant sur une surface parfaitement polie et dans le voisinage d'une position d'équilibre stable.

Prenons pour origine le point le plus bas de la surface; pour plan des xy le plan tangent qui sera horizontal; pour axes des x et des y les axes de l'indicatrice de façon que l'équation de la surface s'écrive:

$$z = \frac{ax^2}{2} + \frac{by^2}{2} + \mu \varphi(x, y),$$

$\varphi(x, y)$ étant un ensemble de termes du 3^{me} degré au moins en x et en y et μ un coefficient très petit.

Nous aurons alors en appelant x' et y' les projections de la vitesse sur les axes des x et des y

$$F = \frac{x'^2}{2} + \frac{y'^2}{2} + gz,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dF}{dx'}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dF}{dy'}, \quad \frac{dx'}{dt} = -\frac{dF}{dx}, \quad \frac{dy'}{dt} = -\frac{dF}{dy}.$$

Changeons de variable en posant:

$$x = \frac{\sqrt{2x_1}}{\sqrt{ga}} \cos y_1, \quad x' = \sqrt{2x_1} \sqrt{ga} \sin y_1,$$

$$y = \frac{\sqrt{2x_2}}{\sqrt{gb}} \cos y_2, \quad y' = \sqrt{2x_2} \sqrt{gb} \sin y_2.$$

Les équations différentielles conserveront la forme canonique des équations de la dynamique. L'équation des forces vives s'écrit:

$$\sqrt{ga} x_1 + \sqrt{gb} x_2 + \mu g \varphi(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

φ désignant la même fonction que plus haut, mais transformée par le changement de variables. Comme x_1 et x_2 sont essentiellement positifs (ainsi d'ailleurs que les coefficients a et b), l'équation des forces vives montre que ces deux quantités restent toujours inférieures à une certaine limite. D'après la définition de la fonction φ cette fonction s'annule avec x_1 et x_2 , et il en est encore de même de ses dérivées partielles du 1^{er} ordre. Nous en concluons que μ étant très petit, la fonction $\mu\varphi$ et ses dérivées du 1^{er} ordre ne pourront jamais dépasser une certaine limite supérieure très petite. Nous pouvons donc écrire:

$$(8) \quad \left| \mu \frac{d\varphi}{dx_1} \right| < \sqrt{\frac{a}{g}}, \quad \left| \mu \frac{d\varphi}{dx_2} \right| < \sqrt{\frac{b}{g}}.$$

Faisons maintenant $x_1 = \xi x_1$; le rapport ξ sera essentiellement positif. L'équation des forces vives devient:

$$(9) \quad x_1(\sqrt{ga} + \sqrt{gb} \xi) + \mu g \varphi(x_1, \xi x_1, y_1, y_2) = C.$$

La dérivée du premier membre de (9) par rapport à x_1 s'écrit:

$$\sqrt{ga} + \sqrt{gb} \xi + \mu g \frac{d\varphi}{dx_1} + \mu \xi g \frac{d\varphi}{dx_1}.$$

En vertu des inégalités (8), cette expression est toujours positive, ce qui montre que l'on peut tirer de l'équation (9) x_1 en fonction uniforme de ξ , y_1 et y_2 , et par conséquent que la situation du système est complètement définie par les trois variables y_1 , y_2 et ξ .

Pour $\xi = 0$ la situation ne dépend pas de y_1 , pour $\xi = \infty$ elle ne dépend pas de y_2 .

Nous représenterons donc cette situation par le point:

$$X = \cos y_2 e^{i \cos y_1}, \quad Y = \sin y_2 e^{i \cos y_1}, \quad Z = \xi \sin y_1.$$

A chaque point de l'espace correspondra ainsi une situation du système et réciproquement.

Les exemples qui précèdent suffiront, je pense, pour faire comprendre l'importance du problème qui va nous occuper dans ce chapitre et la façon dont on peut varier les modes de représentation géométrique.

§ 2. *Equation des surfaces asymptotiques.*

Reprenons nos hypothèses ordinaires, à savoir: que quatre variables, deux linéaires x_1 et x_2 , deux angulaires y_1 et y_2 , sont liées par les équations:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Que la constante C des forces vives étant regardée comme une des données de la question, ces quatre variables satisfont à l'équation:

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

de telle façon qu'il n'y en a que trois d'indépendantes.

Que l'on a adopté un mode de représentation géométrique tel qu'à toute situation du système correspond un point représentatif et réciproquement.

Note 16 bis

Chapitre II.

Etude des Surfaces Asymptotiques.

§ 16. ~~Montrons~~ Exposé du Problème.

Reprenons les équations habituelles de la Dynamique en supposant deux degrés de liberté seulement, c'est à dire et par conséquent quatre variables x_1, x_2, y_1 et y_2 . D'après ce que nous avons vu aux § 13 et 14 (~~chapitre III, 1^{re} Partie~~) ces équations admettent certaines solutions particulières remarquables que nous avons appelées asymptotes. Chaque de ces solutions asymptotiques est représentée, dans le système de représentation géométrique exposé au § précédent, par certaines courbes bijectives. L'ensemble de ces courbes engendrent certaines surfaces que nous pouvons appeler surfaces asymptotiques et que nous nous proposons d'étudier.

Ces solutions asymptotiques peuvent se mettre sous la forme suivante:

$$(1) \quad x_1 = \varphi_1(t, w), \quad x_2 = \varphi_2(t, w), \quad y_1 = n_1 t + \varphi_3(t, w), \quad y_2 = n_2 t + \varphi_4(t, w)$$

w étant égal à $A e^{it}$, et A étant une constante arbitraire. De plus $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ et φ_4 sont (par rapport à t, w étant regardé en instant comme une constante) des fonctions périodiques de période T et $n_1 T$ et $n_2 T$ sont des multiples de 2π .

Si entre les équations (1) on élimine t et w , il vient de là:

$$(2) \quad x_1 = f_1(y_1, y_2) \quad x_2 = f_2(y_1, y_2)$$

et ces équations peuvent être regardées comme définissant nos surfaces asymptotiques. Nous avons vu ensuite que si l'on cherche à développer $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ et φ_4 suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$, on arrive à des séries qui sont divergentes, mais que ces séries représentent néanmoins asymptotiquement des fonctions lorsque μ est très petit.

Je rappelle que je conviens de dire que la série

$$A_0 + A_1 x + \dots + A_p x^p + \dots$$

représente asymptotiquement la fonction $F(x)$ pour x très petit, quand on a:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{F(x) - A_0 - A_1 x - \dots - A_p x^p}{x^{p+1}} = 0 \quad \text{pour } x = 0.$$

J'ai été dit dans les *Acta Mathematica* Tome VIII, les propriétés des séries divergentes qui représentent asymptotiquement certaines fonctions et j'ai reconnu que les règles ordinaires du calcul sont applicables à ces séries. Une égalité asymptotique, c'est à dire une égalité entre une série divergente et une fonction qu'elle représente asymptotiquement, peut être mise sous les opérations ordinaires du calcul, à l'exception de la

differentiation.

Sont donc

$$\varepsilon_1(t, w, \sqrt{p}), \varepsilon_2(t, w, \sqrt{p}), \varepsilon_3(t, w, \sqrt{p}), \varepsilon_4(t, w, \sqrt{p})$$

des séries divergentes qui représentent asymptotiquement ordonnées suivant les puissances de $\sqrt{p}$ qui représentent asymptotiquement y_1, y_2, y_3, y_4 .

Nous aurons alors les quatre égalités asymptotiques:

$$(3) \quad x_1 = \varepsilon_1(t, w, \sqrt{p}), \quad x_2 = \varepsilon_2(t, w, \sqrt{p}), \quad y_1 = \alpha_1(t, w, \sqrt{p}), \quad y_2 = \alpha_2(t, w, \sqrt{p})$$

Nous pourrions éliminer t et w entre ces égalités d'après les règles ordinaires du calcul et nous obtiendrions ainsi deux nouvelles égalités asymptotiques:

$$(4) \quad x_1 = \beta_1(y_1, y_2, \sqrt{p}), \quad x_2 = \beta_2(y_1, y_2, \sqrt{p})$$

où β_1 et β_2 sont des séries divergentes ordonnées suivant les puissances de $\sqrt{p}$ et dont les coefficients sont des fonctions de y_1 et de y_2 .

En général, il n'est pas permis de différentier une égalité asymptotique, mais nous avons démontré à la fin du § 14 (voir l'appendice III) qu'il faut, le cas particulier que nous occupons, on peut différentier autant de fois que l'on veut les égalités (3), tant par rapport à t que par rapport à w .

Nous pourrions en conclure qu'il est permis également de différentier les égalités (4) par rapport à y_1 et à y_2 .

Nous nous proposons d'étudier les surfaces asymptotiques définies par les équations (2). Les fonctions $x_1 = f_1$, $x_2 = f_2$ qui entrent dans ces équations, devront satisfaire aux équations

$$(5) \quad \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dy_1} = 0$$

$$\frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} = 0$$

Nous allons procéder par approximations successives; dans une première approximation nous remplacerons pour équations des surfaces asymptotiques les équations (4) en nous arrêtant au n ième terme des séries (c'est à dire au terme en $\sqrt{p}^n$) inclusivement. L'erreur commise sera alors du même ordre de grandeur que $\sqrt{p}^{n+1}$.

Dans une seconde approximation, nous prendrons encore pour équations des surfaces asymptotiques les équations (4), mais en prenant un plus grand nombre de termes dans les séries. Nous pourrions en prendre un assez grand nombre pour que l'erreur commise soit du même ordre de grandeur que $\sqrt{p}^{n+1}$, quelque grand que soit n .

Enfin dans une troisième approximation, nous chercherons à mettre en évidence les propriétés des équations exacts des surfaces asymptotiques, c'est à dire des équations

§/6.

(2).

Nous ~~devons~~ ^{devons} donc d'abord chercher à former directement les séries s_1 et s_2 des équations (4). Les séries doivent satisfaire, substituées à la place de x , et de x_2 , doivent satisfaire formellement aux équations (5).

Nous sommes donc conduits à chercher des séries s_i données suivant les puissances de $\sqrt{p}$, qui satisfont formellement aux équations (5). Les coefficients de ces séries

devront ~~être~~ ^{être} des fonctions de y_1 et de y_2 qui ne devront pas changer quand y_1 et y_2 augmentent respectivement de $n_1 T$ et $n_2 T$.

Mais nous trouverons une infinité de séries qui satisfont à ces conditions. Comment distinguer parmi celles-là, celles qui ~~sont~~ ^{doivent} entrer dans les équations (4)?

Nous avons vu plus haut que ~~l'existence~~ ^{dans} notre mode de représentation géométrique, ~~la~~ ^{la} solution périodique est représentée par une courbe fermée et que par cette courbe fermée, passe et deux surfaces asymptotiques. On passe de l'une à l'autre en changeant $\sqrt{p}$ en $-\sqrt{p}$.

Si donc dans les équations (2) on change $\sqrt{p}$ en $-\sqrt{p}$, on obtient une seconde surface asymptotique qui doit couper la première.

En d'autres termes, si on considère les deux surfaces asymptotiques ainsi obtenues comme deux nappes d'une même surface, on peut dire que cette surface a une courbe double.

Soit s_1^p et s_2^p la somme des p premiers termes des séries s_1 et s_2 , les équations

$$(6) \quad \begin{aligned} x_1 &= s_1^p(y_1, y_2, \sqrt{p}), & x_2 &= s_2^p(y_1, y_2, \sqrt{p}) \\ x_1 &= s_1^p(y_1, y_2, -\sqrt{p}), & x_2 &= s_2^p(y_1, y_2, -\sqrt{p}) \end{aligned}$$

représentent deux surfaces qui diffèrent peu des deux nappes dont je viens de parler et qui par conséquent devront se couper.

Si l'on considère ces deux surfaces comme deux nappes d'une surface unique, on peut dire que cette surface unique présente une courbe double.

Nous verrons dans la suite que cette condition suffit pour faire distinguer les séries s_1 et s_2 parmi toutes les séries de même forme qui satisfont formellement aux équations (5).

196

§ 17.

En vertu des inégalités (8), cette expression est toujours positive, ce qui montre que l'on peut tirer de l'équation (9) x_1 en fonction uniforme de ξ , y_1 et y_2 , et par conséquent que la situation du système est complètement définie par les trois variables y_1 , y_2 et ξ .

Pour $\xi = 0$ la situation ne dépend pas de y_1 , pour $\xi = \infty$ elle ne dépend pas de y_2 .

Nous représenterons donc cette situation par le point:

$$X = \cos y_1 e^{\xi \cos y_2}, \quad Y = \sin y_1 e^{\xi \cos y_2}, \quad Z = \xi \sin y_2.$$

A chaque point de l'espace correspondra ainsi une situation du système et réciproquement.

Les exemples qui précèdent suffiront, je pense, pour faire comprendre l'importance du problème qui va nous occuper dans ce chapitre et la façon dont on peut varier les modes de représentation géométrique.

§ 17. Première approximation.
§ 1. Équation des surfaces asymptotiques.

Reprenons nos hypothèses ordinaires, à savoir: que quatre variables, deux linéaires x_1 et x_2 , deux angulaires y_1 et y_2 , sont liées par les équations:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Que la constante C des forces vives étant regardée comme une des données de la question, ces quatre variables satisfont à l'équation:

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

de telle façon qu'il n'y en a que trois d'indépendantes.

Que l'on a adopté un mode de représentation géométrique tel qu'à toute situation du système correspond un point représentatif et réciproquement.

Nous aurons alors en appelant x' et y' les projections de la vitesse sur les axes des x et des y

$$F = \frac{x'^2}{2} + \frac{y'^2}{2} + gz,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dF}{dx'}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dF}{dy'}, \quad \frac{dx'}{dt} = -\frac{dF}{dx}, \quad \frac{dy'}{dt} = -\frac{dF}{dy}.$$

Changeons de variable en posant:

$$x = \frac{\sqrt{2x_1}}{\sqrt{ga}} \cos y_1, \quad x' = \sqrt{2x_1} \sqrt{\frac{g}{a}} \sin y_1,$$

$$y = \frac{\sqrt{2x_2}}{\sqrt{gb}} \cos y_2, \quad y' = \sqrt{2x_2} \sqrt{\frac{g}{b}} \sin y_2.$$

Les équations différentielles conserveront la forme canonique des équations de la dynamique. L'équation des forces vives s'écrit:

$$\sqrt{ga} x_1 + \sqrt{gb} x_2 + \mu g \varphi(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

φ désignant la même fonction que plus haut, mais transformée par le changement de variables. Comme x_1 et x_2 sont essentiellement positifs (ainsi d'ailleurs que les coefficients a et b), l'équation des forces vives montre que ces deux quantités restent toujours inférieures à une certaine limite. D'après la définition de la fonction φ cette fonction s'annule avec x_1 et x_2 , et il en est encore de même de ses dérivées partielles du 1^{er} ordre. Nous en concluons que μ étant très petit, la fonction $\mu\varphi$ et ses dérivées du 1^{er} ordre ne pourront jamais dépasser une certaine limite supérieure très petite. Nous pouvons donc écrire:

$$(8) \quad \left| \mu \frac{d\varphi}{dx_1} \right| < \sqrt{\frac{a}{g}}, \quad \left| \mu \frac{d\varphi}{dx_2} \right| < \sqrt{\frac{b}{g}}.$$

Faisons maintenant $x_2 = \xi x_1$; le rapport ξ sera essentiellement positif. L'équation des forces vives devient:

$$(9) \quad x_1(\sqrt{ga} + \sqrt{gb} \xi) + \mu g \varphi(x_1, \xi x_1, y_1, y_2) = C.$$

La dérivée du premier membre de (9) par rapport à x_1 s'écrit:

$$\sqrt{ga} + \sqrt{gb} \xi + \mu g \frac{d\varphi}{dx_1} + \mu \xi g \frac{d\varphi}{dx_2}.$$

Que F dépend d'un paramètre très petit μ , de telle façon qu'on puisse développer F suivant les puissances de μ et écrire:

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \dots$$

Que F_0 ne dépend que de x_1 et x_2 et est indépendant de y_1 et de y_2 . Ces conditions sont remplies dans le cas particulier du problème des trois corps qui nous a servi d'exemple au paragraphe précédent.

Supposons que pour certaines valeurs de x_1 et de x_2 , par exemple pour:

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0$$

les deux nombres

$$-\frac{dF_0}{dx_1} \quad \text{et} \quad -\frac{dF_0}{dx_2}$$

(que j'appellerai pour abréger n_1 et n_2) sont commensurables entre eux.

D'après ce que nous avons vu dans le § 4 (~~1^{ère} partie, chapitre III~~) à chaque valeur commensurable du rapport $\frac{n_1}{n_2}$ correspond une équation

$$\frac{d\phi}{d\sigma} = 0,$$

qui portait le n° 15 dans le paragraphe cité, et à chaque racine de cette équation (15) correspond une solution périodique des équations (1).

Par conséquent les équations (1) ont une infinité de solutions périodiques si μ est suffisamment petit. 12

Nous avons vu ensuite dans le § 4 (~~1^{ère} partie, chapitre III~~) que le nombre des racines de l'équation (15) est toujours pair, que la moitié de ces racines correspond à des solutions périodiques stables et l'autre moitié à des solutions instables.

Les équations (1) ont donc une infinité de solutions périodiques instables.

Chacune de ces solutions périodiques sera représentée dans le mode de représentation adopté par une courbe trajectoire fermée.

Nous avons vu au § 2 (~~1^{ère} partie, chapitre III~~) que par chacune des courbes fermées qui représentent une solution périodique instable,

Il y en a un très petit
des

passent deux surfaces trajectoires dites *asymptotiques* sur lesquelles sont tracées en nombre infini des trajectoires qui vont en se rapprochant asymptotiquement de la courbe trajectoire fermée.

Les équations (1) nous conduisent donc à une infinité de surfaces trajectoires asymptotiques dont je me propose de trouver l'équation.

Voyons d'abord sous quelle forme se présente en général l'équation d'une surface trajectoire. Cette équation pourra s'écrire

$$x_1 = \phi_1(y_1, y_2), \quad x_2 = \phi_2(y_1, y_2),$$

ϕ_1 et ϕ_2 étant deux fonctions de y_1 et de y_2 qui doivent être choisies de telle sorte que l'on ait identiquement:

$$F(\phi_1, \phi_2, y_1, y_2) = C.$$

Ces deux fonctions ϕ_1 et ϕ_2 devront d'ailleurs satisfaire à deux équations aux dérivées partielles:

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dy_1} &= 0, \\ \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} &= 0. \end{aligned}$$

Il pourrait d'ailleurs nous suffire d'envisager la première de ces équations, car on peut en faire disparaître x_2 , en remplaçant cette variable par sa valeur que l'on peut tirer de (2) en fonction de x_1 , de y_1 et de y_2 .

Voici comment nous procéderons pour intégrer les équations (3) en supposant que x_1 et x_2 sont très voisins de x_1^0 et de x_2^0 , et que le rapport $\frac{v_2}{v_1}$ est commensurable.

Nous supposerons que x_1 et x_2 sont développés selon les puissances de $\sqrt{\mu}$ et nous écrirons:

$$(4) \quad \begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + x_1^1 \sqrt{\mu} + x_1^2 \mu + x_1^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots \\ x_2 &= x_2^0 + x_2^1 \sqrt{\mu} + x_2^2 \mu + x_2^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots \end{aligned}$$

et nous chercherons à déterminer les fonctions x_i^j de telle façon qu'en

l'ensemble

substituant dans les équations (3) à la place de x_1 et de x_2 leurs valeurs (4), ces équations soient satisfaites¹

Si dans F nous substituons à la place de x_1 et de x_2 leurs valeurs (4), F deviendra développable suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et on pourra écrire

$$F = H_0 + \sqrt{\mu} H_1 + \mu H_2 + \mu\sqrt{\mu} H_3 + \dots$$

On voit d'ailleurs sans peine que:

$$H_0 = F_0(x_1^0, x_2^0),$$

$$H_1 = x_1^1 \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^1 \frac{dF_0}{dx_2^0} = -n_1 x_1^1 - n_2 x_2^1,$$

$$H_2 = F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2)$$

$$+ \frac{1}{2} \left[(x_1^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_1^0)^2} + 2x_1^1 x_2^1 \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0} + (x_2^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2} \right] - n_1 x_1^2 - n_2 x_2^2,$$

$$\dots \dots \dots$$

et plus généralement:

$$H_k = \theta_k - [Lx_1^k x_1^{k-1} + M(x_1^k x_2^{k-1} + x_1^{k-1} x_2^k) + Nx_2^k x_2^{k-1}] - n_1 x_1^k - n_2 x_2^k,$$

θ_k ne dépendant que de $y_1, y_2, x_1^0, x_2^0, \dots, x_1^{k-2}, x_2^{k-2}, \dots, x_1^{k-1}, x_2^{k-1}, \dots, x_1^{k-1}, x_2^{k-1}$, et en posant pour abréger

$$L = -\frac{d^2 F_0}{(dx_1^0)^2}, \quad M = -\frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0}, \quad N = -\frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2}.$$

La première des équations (3) nous donne alors, en égalant les puissances semblables de $\sqrt{\mu}$, une suite d'équations qui nous permettront de déterminer successivement $x_1^0, x_2^0, x_1^1, x_2^1, \dots, x_1^k, x_2^k$.

¹ Si x_1^0 et x_2^0 étaient choisis de telle sorte que le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ soit incommensurable, on pourrait se contenter de développer x_1 et x_2 suivant les puissances de μ (et non de $\sqrt{\mu}$). On arriverait ainsi à des séries, qui à la vérité ne seraient pas convergentes au sens géométrique du mot, mais qui comme celles de M. LAGRANGE pourraient rendre des services dans certains cas.

minuer successivement $x_1^2, x_1^3, x_1^4, \dots, x_1^k$; en effet, si nous posons pour abréger

$$[i, k] = \frac{dH_i}{dx_1^k} \frac{dx_1^k}{dy_1} + \frac{dH_i}{dx_1^i} \frac{dx_1^i}{dy_1},$$

ces équations s'écrivent

$$\begin{aligned} [0, 0] + \frac{dH_0}{dy_1} &= 0, \\ [0, 1] + [1, 0] + \frac{dH_1}{dy_1} &= 0, \\ (5) \quad [0, 2] + [1, 1] + [2, 0] + \frac{dH_2}{dy_1} &= 0, \\ &\dots \dots \dots \\ [0, k] + [1, k-1] + \dots + [k-1, 1] + [k, 0] + \frac{dH_k}{dy_1} &= 0. \end{aligned}$$

Développons d'abord la première des équations (5); elle s'écrira:

$$-n_1 \frac{dx_1^0}{dy_1} - n_2 \frac{dx_1^0}{dy_2} = 0.$$

Cette première équation sera satisfaite d'elle-même, puisqu'on a supposé plus haut que

$$x_1^0 = \text{const.}$$

Dans ces conditions nous aurons:

$$[k, 0] = 0,$$

car les dérivées partielles de x_1^0 doivent être nulles.

On a d'autre part:

$$[0, k] = -n_1 \frac{dx_1^k}{dy_1} - n_2 \frac{dx_1^k}{dy_2}.$$

On trouve également:

$$[k-1, 1] = Z_k - Lx_1^{k-1} \frac{dx_1^1}{dy_1} - M \left(x_2^1 \frac{dx_1^{k-1}}{dy_1} + x_1^{k-1} \frac{dx_2^1}{dy_1} \right) - Nx_2^1 \frac{dx_1^{k-1}}{dy_2},$$

Z_k étant une fonction qui ne dépend que de $y_1, y_2, x_1^0, x_1^1, \dots, x_1^{k-2}, x_2^0, x_2^1, \dots, x_2^{k-2}$, et enfin

$$[k, k-1] = -Lx_1^k \frac{dx_1^{k-1}}{dy_1} - M \left(x_2^{k-1} \frac{dx_1^k}{dy_1} + x_1^{k-1} \frac{dx_2^k}{dy_1} \right) - Nx_2^{k-1} \frac{dx_1^k}{dy_2}.$$

Quant aux expressions $[2, k-2], [3, k-3], \dots, [k-2, 2]$, il est clair qu'elles ne peuvent dépendre que de $y_1, y_2, x_1^2, x_1^4, \dots, x_1^{k-2}, x_2^2, x_2^4, \dots, x_2^{k-2}$.

Nous pouvons donc écrire les équations (5) en mettant en évidence les termes qui dépendent de x_1^4 , de x_2^4 , de x_1^{k-2} ou de x_2^{k-2} , mais nous devons d'abord observer que ces équations sont susceptibles d'être mises sous une forme plus simple.

Nous pouvons toujours supposer ~~en effet~~ que $n_2 = 0$. Car si cela n'avait pas lieu nous poserions: H al

$$\begin{aligned} x_1' &= ax_1 + bx_2, & y_1' &= dy_1 - cy_2, \\ x_2' &= cx_1 + dx_2, & y_2' &= -by_1 + ay_2, \end{aligned}$$

a, b, c, d étant quatre nombres entiers tels que

$$ad - bc = 1.$$

Après ce changement de variables les équations conservent la forme canonique.

La fonction F qui est périodique de période 2π par rapport à y_1 et à y_2 , est encore périodique de période 2π par rapport à y_1' et à y_2' . Le changement de variables n'a donc pas altéré la forme des équations (1).

Les nombres n_1 et n_2 sont remplacés par deux nouveaux nombres n_1' et n_2' qui jouent par rapport aux équations transformées le même rôle que n_1 et n_2 par rapport aux équations primitives et l'on a:

$$\begin{aligned} n_1' &= dn_1 - cn_2, \\ n_2' &= -bn_1 + an_2. \end{aligned}$$

Mais le rapport de n_1 à n_2 étant compensurable par hypothèse, il est toujours possible de choisir les quatre entiers a, b, c, d de telle sorte que

$$n_2' = -bn_1 + an_2 = 0.$$

Nous pouvons donc, sans restreindre la généralité, supposer que n_2 soit nul; c'est ce que nous ferons jusqu'à nouvel ordre.

$\wedge$ Nous supposons en même temps $n_1 T = 2\pi$.

Grâce à cette simplification les équations (5) peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned} & -n_1 \frac{dx_1^1}{dy_1} = 0, \\ & -n_1 \frac{dx_1^2}{dy_1} + [1, 1] + \frac{dH_1}{dy_1} = 0, \\ (6) \quad & \dots \dots \dots \\ & -n_1 \frac{dx_1^k}{dy_1} - L \left(x_1^1 \frac{dx_1^{k-1}}{dy_1} + x_1^2 \frac{dx_1^1}{dy_1} \right) \\ & - M \left(x_2^1 \frac{dx_1^{k-1}}{dy_1} + x_1^1 \frac{dx_2^{k-1}}{dy_2} + x_2^{k-1} \frac{dx_1^1}{dy_1} + x_1^{k-1} \frac{dx_2^1}{dy_2} \right) - N \left(x_2^1 \frac{dx_1^{k-1}}{dy_2} + x_2^{k-1} \frac{dx_1^1}{dy_2} \right) + T_k = 0, \end{aligned}$$

T_k ne dépendant que de y_1, y_2 et des x_1^2, x_1^1, x_1^2 etc. jusqu'à x_1^{k-2} .

On a d'autre part:

$$[1, 1] = -(Lx_1^1 + Mx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_1} - (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_2}.$$

La première des équations (6) montre que x_1^1 ne dépend que de y_1 .
On trouverait de même:

$$-n_1 \frac{dx_1^1}{dy_1} = 0;$$

ce qui montre que x_1^1 ne dépend non plus que de y_1 .

En tenant compte de cette circonstance, la seconde équation (6) s'écrit

$$-n_1 \frac{dx_1^2}{dy_1} - (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_2} + \frac{dF_1}{dy_1} = 0.$$

Il y faut d'ailleurs adjoindre l'équation suivante qu'on obtiendrait de la même manière:

$$-n_1 \frac{dx_1^2}{dy_1} - (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_2} + \frac{dF_1}{dy_2} = 0.$$

Nous nous proposerons dans ce qui va suivre de déterminer les fonctions x_1^i de telle façon que ce soient des fonctions périodiques de y_1 , qui ne doivent pas être altérées quand, y_2 conservant la même valeur, y_1 augmentera de 2π .

Si après cette simplification, nous égalons les coefficients de $\sqrt{\mu}$ dans les deux membres des deux équations (3) il viendra

$$(5) \quad -n_1 \frac{dx'_1}{dy_1} = -n_1 \frac{dx'_2}{dy_1} = 0$$

ce qui montre que x'_1 et x'_2 ne dépendent ^{que} pas de y_2 .

Égalons maintenant les coefficients de μ dans les deux membres de la première des équations (3), il vient, en tenant compte des équations (5):

$$(6) \quad -n_1 \frac{dy_1^2}{dy_1} - (Mx'_1 + Nx'_2) \frac{dx'_1}{dy_2} + \frac{dF_1}{dy_2} = 0$$

Si après cette simplification, nous écrivons
les coefficients de y dans les deux
membres des deux équations (2) et (3) nous

$$(2) \quad -N_1 \frac{dx_1'}{dy_1} = -N_1, \quad \frac{dx_2'}{dy_1} = 0$$

ce qui montre que x_1' et x_2' ne de-
pendent pas de y .

Écrivons maintenant les coefficients
de y dans les deux membres de
la première des équations (2) et (3),
en tenant compte des équations (2).

$$(3) \quad -N_1 \frac{dx_1'}{dy_1} - (M_1' + N_2') \frac{dx_2'}{dy_1} + \frac{dx_1'}{dy_2} = 0$$

Nous nous proposerons dans ce qui va suivre de déterminer les fonctions x_1^1 de telle façon que ce soient des fonctions périodiques de y_1 , qui ne doivent pas être altérées quand, y_1 conservant la même valeur, y_2 augmentera de 2π .

Nos fonctions pourront alors être développées en séries trigonométriques suivant les sinus et cosinus des multiples de y_1 . Nous conviendrons de représenter par la notation

$$[U]$$

le terme tout connu dans le développement de la fonction périodique U , suivant les lignes trigonométriques de y_1 et de ses multiples. Dans ces conditions on aura:

$$\left[\frac{dU}{dy_1} \right] = 0,$$

et je puis écrire

$$\left[(Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_1} \right] = 0,$$

$$\left[(Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_2^1}{dy_1} \right] = \left[\frac{dF_1}{dy_1} \right].$$

Comme x_1^1 et x_2^1 ne dépendent pas de y_1 , je puis écrire plus simplement:

$$(7) \quad \frac{dx_1^1}{dy_1} = 0, \quad (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_2^1}{dy_1} = \left[\frac{dF_1}{dy_1} \right].$$

La première de ces équations montre que x_1^1 se réduit à une constante. Quant à la seconde, elle est facile à intégrer. On a en effet:

$$\left[\frac{dF_1}{dy_1} \right] = \frac{d[F_1]}{dy_1},$$

ce qui nous donne pour l'intégrale de l'équation (7)

$$(8) \quad Mx_1^1 x_2^1 + \frac{N}{2} (x_2^1)^2 = [F_1] + C_1,$$

C_1 désignant une constante d'intégration.

Mais si nous regardons la constante des forces vives C comme une des données de la question, nous ne pouvons plus considérer les deux constantes x_1^1 et C_1 comme arbitraires. On doit avoir en effet identiquement

$$F = H_2 + \sqrt{\mu} H_1 + \mu H_2 + \mu \sqrt{\mu} H_2 + \dots = C$$

203

203

27.

120

H. Poincaré.

ou

$$H_0 = C, \quad H_1 = 0, \quad H_2 = 0, \dots$$

ou:

$$F_0(x_1^0, x_2^0) = C, \quad -n_1 x_1^1 = 0, \dots$$

Ainsi la constante x_1^1 est nulle, ce qui apporte de nouvelles simplifications dans nos équations.

La plus générale des équations (6) s'écrit alors:

$$-n_1 \frac{dx_1^k}{dy_1} - Mx_2^k \frac{dx_1^{k-1}}{dy_1} - Nx_2^k \frac{dx_1^{k-1}}{dy_2} + T_k = 0$$

ou bien:

$$n_1 \frac{dx_1^k}{dy_1} + Nx_2^k \frac{dx_1^{k-1}}{dy_2} = Y_k,$$

Y_k ne dépendant que de $y_1, y_2, x_1^0, x_1^1, \dots, x_1^{k-2}, x_2^0, x_2^1, \dots, x_2^{k-2}$ et $\frac{dx_1^{k-1}}{dy_1}$.

Nous avons obtenu l'équation (9) en partant des équations (6) et les équations (6) elles-mêmes sont des transformations de la première équation (3). En opérant de même sur la seconde équation (3) nous aurions trouvé:

$$(9') \quad n_1 \frac{dx_2^k}{dy_1} + Mx_1^{k-1} \frac{dx_2^k}{dy_2} + N(x_1^k \frac{dx_2^{k-1}}{dy_2} + x_2^{k-1} \frac{dx_2^k}{dy_2}) = Y'_k,$$

Y'_k ne dépendant que de $y_1, y_2, x_1^0, x_1^1, \dots, x_1^{k-2}, x_2^0, x_2^1, \dots, x_2^{k-2}$ et $\frac{dx_2^{k-1}}{dy_1}$.

Nous allons chercher à déterminer par récurrence les fonctions x_i^k et à cet effet, voici comment nous procéderons. Supposons qu'on ait déterminé par un calcul préalable, d'une part:

$$x_1^0, x_1^1, \dots, x_1^{k-2},$$

$$x_2^0, x_2^1, \dots, x_2^{k-2}$$

d'une manière complète et d'autre part:

$$x_1^{k-1} \text{ et } x_2^{k-1}$$

L'équation (9)
devient en
effet

$$x_2^k = \sqrt{\frac{2}{N} [Y_k] + C_2}$$

Nous nous contenterons dans ce paragraphe d'écrire et de discuter les équations de nos surfaces trajectoires en négligeant les termes en μ et ne tenant compte que des termes en $\sqrt{\mu}$.

Nous supposons donc que x_1 et x_2 sont définis en fonction de y_1 et de y_2 par les équations suivantes:

$$x_1 = x_1^0 + \sqrt{\mu} x_1^1 = x_1^0,$$

$$x_2 = x_2^0 + \sqrt{\mu} x_2^1 = x_2^0 + \sqrt{\frac{2\mu}{S}} ([F_1] + C_1).$$

D'après cela, x_1 serait une constante et x_2 une fonction de y_2 seulement, indépendante de y_1 .

Revenons à notre premier exemple du § 1. Ce que nous dirons s'appliquerait également aux deux autres exemples, mais c'est sur le premier que je veux insister parce que c'est un cas particulier du problème des trois corps.

Nous avons vu que l'on pouvait représenter la situation du système par le point P qui a pour coordonnées rectangulaires:

$$\cos y_1' e^{i \cos y_1'}, \sin y_1' e^{i \cos y_1'}, \xi \sin y_1',$$

où

$$y_1' = \frac{1}{2}(y_1 + y_2), \quad y_2' = \frac{1}{2}(y_1 - y_2), \quad \xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1} = \frac{L - G}{L + G} = \frac{-x_2'}{x_1'},$$

$$y_1 = g - t, \quad y_2 = t.$$

Nous avons observé de plus que les variables

$$x_1' = x_1 + x_2, \quad x_2' = x_1 - x_2$$

forment avec y_1' et y_2' un système de variables canoniques.

Nous pouvons donc regarder ξ , y_1' et y_2' comme un système particulier de coordonnées définissant la position du point P dans l'espace, de sorte que toute relation entre ξ , y_1' , y_2' est l'équation d'une surface.

Mais pour amener les équations à la forme que nous leur avons donnée dans le paragraphe précédent, nous avons dû faire un autre changement de variables.

Nous avons posé dans ce paragraphe:

$$x_1' = ax_1 + bx_2, \quad y_1' = dy_1 - cy_2,$$

$$x_2' = cx_1 + dx_2, \quad y_2' = -by_1 + ay_2,$$

Hilb
Hilb
Hilb

206

217.

Observons d'abord que $y_1 = 0$ est l'équation d'une certaine surface S et que la portion de cette surface qui nous sera utile est une portion de surface sans contact.

En effet il suffit de montrer que l'on a:

$$\frac{dy_1}{dt} \geq 0.$$

Or il en est évidemment ainsi, car si l'on pose

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \dots$$

il vient:

$$\frac{dy_1}{dt} = n_1 - \mu \frac{dF_1}{dx_1} - \mu^2 \frac{dF_2}{dx_1} + \dots$$

Le paramètre μ étant très petit, $\frac{dy_1}{dt}$ est de même signe que n_1 et n_1 est une constante qui est toujours de même signe.

Donc $\frac{dy_1}{dt}$ est toujours de même signe et ne peut s'annuler.

C. Q. F. D.

La position d'un point P sur la surface S sera définie par les deux autres coordonnées y_2 et $\frac{x_2}{x_1}$; ce système de coordonnées est tout à fait analogue aux coordonnées polaires, c'est à dire que les courbes:

$$\frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$$

sont des courbes fermées concentriques et que le point P ne change pas quand l'autre coordonnée y_2 augmente de 2π .

Reprenons les surfaces définies par l'équation (1) et étudions leurs intersections avec la portion de surface S qui a pour équation $y_1 = 0$.

Je remarque d'abord que $\sqrt{\mu}$ étant très petit, ces intersections différeront fort peu des courbes $\frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$

Mais pour étudier plus complètement la forme de ces courbes d'intersection, il faut d'abord rechercher quelles sont les propriétés de la fonction

$$[F_1].$$

193. 517

Revenons aux notations du § 3 (1^{ère} partie, chapitre III). Dans ce paragraphe nous avons posé:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 + h),$$

A et h étant des fonctions de x_1^2, x_2^2, x_3^2 ; comme nous n'avons plus ici que deux degrés de liberté, j'écrirai simplement:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + h).$$

En faisant ensuite:

$$y_1 = n_1 t, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad \omega = (n_1 m_1 + n_2 m_2) t + m_2 \bar{\omega}_2 + h,$$

nous trouvons:

$$F_1 = \sum A \sin \omega.$$

Je posais ensuite:

$$\phi = \sum A \sin \omega,$$

la sommation indiquée par le signe $\sum$ s'étendant à tous les termes tels que:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 = 0;$$

d'où

$$\omega = m_2 \bar{\omega}_2 + h.$$

Dans le cas qui nous occupe, n_2 est nul; la condition $m_1 n_1 + m_2 n_2 = 0$ se réduit à $m_1 = 0$ et on a $y_2 = \bar{\omega}_2$; il vient donc:

$$\phi = \sum A \sin(m_2 \bar{\omega}_2 + h) = \sum A \sin(m_2 y_2 + h).$$

D'après la définition de $[F_1]$, il suffit pour obtenir cette quantité de supprimer dans l'expression de F_1 tous les termes où m_1 n'est pas nul; il vient donc:

$$[F_1] = \sum A \sin(m_2 y_2 + h) = \phi.$$

Ainsi la fonction que nous appelons ici $[F_1]$ est la même que nous désignons par ϕ dans la 1^{ère} partie.

$[F_1]$ est par conséquent une fonction périodique de y_2 et cette fonction est finie; elle doit donc passer au moins par un maximum et par un minimum.

208

Nous supposons pour fixer les idées que $[F_1]$ varie de la façon suivante quand y_2 varie depuis 0 jusqu'à 2π .

Pour $y = 0$ $[F_1]$ passe par un maximum égal à φ_1 .

Pour $y = \eta_1$ $[F_1]$ passe par un minimum égal à φ_2 .

Pour $y = \eta_2$ $[F_1]$ passe par un maximum égal à φ_3 .

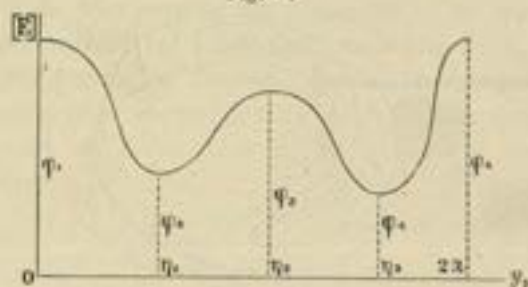
Pour $y = \eta_3$ $[F_1]$ passe par un minimum égal à φ_4 .

Pour $y = 2\pi$ $[F_1]$ reprend la valeur φ_1 .

$$\varphi_1 > \varphi_2 > \varphi_3 > \varphi_4.$$

Ces hypothèses peuvent être représentées par la courbe suivante dont l'abscisse est y_2 et l'ordonnée $[F_1]$:

Fig. 6.



Ayant ainsi fixé les idées, je puis construire les courbes

$$y_1 = 0, \quad \frac{x_3}{x_1} = \frac{x_2}{x_1} + \frac{\sqrt{N}}{x_1} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}.$$

Nous verrons que selon la valeur de la constante d'intégration C_1 , ces courbes affecteront des formes différentes.

Dans la figure (7), j'ai représenté par un trait plein — les deux courbes $C_1 = -\varphi_4$ et $C_1 = -\varphi_2$; ces deux courbes ont chacune un point double dont les coordonnées sont respectivement:

$$\frac{x_3}{x_1} = \frac{x_2}{x_1}, \quad y_2 = \eta_2$$

et:

$$\frac{x_3}{x_1} = \frac{x_2}{x_1}, \quad y_2 = \eta_1.$$

209

J'ai représenté par un trait pointillé ----- les deux branches d'une courbe correspondant à une valeur de $C_1 > -\varphi_1$.

J'ai représenté par le trait mixte une courbe correspondant à une valeur de C_1 comprise entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$.

J'ai représenté par le trait ponctué les deux branches d'une courbe correspondant à une valeur de C_1 comprise entre $-\varphi_3$ et $-\varphi_2$.

Pour $C_1 = -\varphi_3$, l'une de ces deux branches se réduit à un point représenté sur la figure en A , $\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2'}{x_1'}$, $y_2 = y_2'$; l'autre branche est représentée sur la figure par le trait $x \times x \times x$.

Fig. 7.



Pour C_1 compris entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$, cette seconde branche subsiste seule; pour $C_1 = -\varphi_1$, elle se réduit à son tour à un point représenté en B sur la figure et ayant pour coordonnées:

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2'}{x_1'}, \quad y_2 = 0.$$

Enfin pour $C_1 < -\varphi_1$, la courbe devient toute entière imaginaire.

Les surfaces définies par l'équation (1) ont une forme générale qu'il est aisé de déduire de celle des courbes que nous venons de construire.

Considérons en effet une quelconque de ces courbes et par tous ses points faisons passer une des lignes dont l'équation générale est:

$$y_2 = \text{const.}; \quad \frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$$

L'ensemble des lignes ainsi construites constituera une surface fermée qui sera précisément l'une des surfaces définies par l'équation (1).

On voit par là que ces surfaces seront en général des surfaces fermées triplement connexes (c'est à dire ayant mêmes connexions que le tore).

Pour $C_1 > -\varphi_1$ ou pour C_1 compris entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$ on trouve deux pareilles surfaces, intérieures l'une à l'autre dans le premier cas, extérieures l'une à l'autre dans le second.

Pour C_1 compris entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$, ou entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$ on n'a plus qu'une seule surface triplement connexe; enfin pour $C_1 < -\varphi_1$ la surface cesse complètement d'exister.

Passons aux quatre surfaces remarquables:

$$C_1 = -\varphi_1, -\varphi_2, -\varphi_3 \text{ et } -\varphi_4.$$

Les surfaces $C_1 = -\varphi_2$ et $C_1 = -\varphi_4$ présentent une courbe double et ont mêmes connexions que la surface engendrée par la révolution d'un limaçon de PASCAL à point double, ou d'une lemniscate autour d'un axe qui ne rencontre pas la courbe.

La surface $C_1 = -\varphi_1$ se réduit à une seule surface fermée triplement connexe et à une courbe fermée isolée; enfin la surface $C_1 = -\varphi_3$ se réduit à une courbe fermée isolée.

Dans le § 3 (1^{re} partie, chapitre III) nous avons envisagé l'équation:

$$\frac{d\phi}{d\alpha_1} = 0$$

qui portait le n° 15 dans ce paragraphe; nous avons vu qu'à chacune des racines de cette équation correspond une solution périodique. Mais dans le cas qui nous occupe, et d'après une remarque que nous venons de faire, cette équation peut s'écrire:

$$\left[\frac{dF_1}{dy_1} \right] = 0,$$

de telle sorte que les solutions périodiques correspondront aux maxima et aux minima de $[F_1]$. Dans le cas actuel, ces maxima, de même que les minima, seront au nombre de deux.

Nous aurons donc deux solutions périodiques instables correspondant aux deux courbes doubles des surfaces $C_1 = -\varphi_2$ et $-\varphi_4$ et deux solu-

tions périodiques stables, correspondant aux deux courbes fermées isolées des surfaces $C_1 = -\varphi_2$ et $- \varphi_1$.

Mais voyons de plus près en quoi consiste cette correspondance.

Envisageons en particulier la solution périodique qui correspond à la courbe double de $C_1 = -\varphi_2$. Cette solution pourra d'après ce que nous avons vu dans le § 3 (1^{re} partie, chapitre III) se mettre sous la forme suivante:

$$x_1 = \xi_0 + \mu \xi_1 + \mu^2 \xi_2 + \dots,$$

$$x_2 = \xi'_0 + \mu \xi'_1 + \mu^2 \xi'_2 + \dots,$$

$$y_1 = \zeta_0 + \mu \zeta_1 + \mu^2 \zeta_2 + \dots,$$

$$y_2 = \zeta'_0 + \mu \zeta'_1 + \mu^2 \zeta'_2 + \dots,$$

où l'on a:

$$\xi_0 = x_1^0, \quad \xi'_0 = x_2^0, \quad \zeta_0 = y_1^0, \quad \zeta'_0 = y_2^0,$$

et où $\xi_1, \xi_2, \xi'_1, \xi'_2, \zeta_1$ etc. sont des fonctions périodiques de t .

Cette solution périodique serait représentée géométriquement par une courbe trajectoire fermée qui aurait pour équations:

$$(3) \quad \frac{x_1}{x_2} = \frac{x_1^0}{x_2^0} + \mu \theta_1, \quad y_2 = y_2^0 + \mu \theta_2,$$

θ_1 et θ_2 étant des fonctions de y_1 et de μ qui restent finies quand μ s'annule.

D'autre part la courbe double de $C_1 = -\varphi_2$ a pour équations:

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{x_1^0}{x_2^0}, \quad y_2 = y_2^0.$$

Cela montre que ces deux courbes diffèrent infiniment peu l'une de l'autre si l'on regarde μ comme une quantité infiniment petite et on peut faire correspondre les deux courbes point par point de façon que la distance de deux points correspondants soit du même ordre de grandeur que μ .

Comme la solution périodique définie par les deux équations (2) est instable, on pourra faire passer par la courbe définie par les équations (3) deux surfaces trajectoires asymptotiques.

Quelles sont parmi
ces surfaces, celles qui
diffèrent peu des
surfaces asymptotiques
et les représentent en
première approximation?
D'après ce que nous
avons vu au § 1, ce
sont celles d'entre elles
qui présentent une
courbe double, c'est-à-
dire les surfaces

$$C_1 = -\varphi_2 \text{ et } C_2 = -\varphi_1$$

montrer que ces surfaces sont fermées, je me suis appuyé sur les théorèmes du § 4 (1^{re} partie, chapitre II). Ces théorèmes ont été présentés sous une forme géométrique qui avait à mes yeux l'avantage de mieux faire comprendre la genèse de mes idées et de se prêter plus facilement à une généralisation ultérieure. Il ne sera pas inutile toutefois, au point de vue de certaines applications possibles, de donner ici une démonstration analytique.

J'adopterai les mêmes notations que dans les paragraphes cités; j'écrirai donc les équations différentielles sous la forme suivante:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}, \end{aligned}$$

F étant une fonction de x_1, x_2, y_1 et y_2 , périodique de période 2π par rapport à y_1 et y_2 .

Ces équations admettent l'intégrale des forces vives

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C.$$

Nous regarderons la constante C comme une donnée de la question.

Nous supposons en outre que F dépend d'un paramètre très petit μ et peut se développer suivant les puissances de ce paramètre de la manière suivante:

$$F = F_0 + F_1\mu + F_2\mu^2 + \dots$$

Enfin F_0 ne dépendra que de x_1 et x_2 et sera indépendant de y_1 et de y_2 .

Écrivons:

$$x_1 = x_1^0 + x_1^1\sqrt{\mu} + x_1^2\mu + x_1^3\mu\sqrt{\mu} + \dots,$$

$$x_2 = x_2^0 + x_2^1\sqrt{\mu} + x_2^2\mu + x_2^3\mu\sqrt{\mu} + \dots,$$

imaginons que les coefficients de ces deux développements soient des fonctions de y_1 et de y_2 et cherchons à déterminer ces coefficients de façon que ces équations soient compatibles avec les équations différentielles (1), c'est à dire que l'on ait:

18/
1^{re} D'ancienne appropria-
tion

Reprenons les
équations (1) du
paragraphe pré-
cédent et les
hypothèses faites
au début de
ce paragraphe;

les ϕ étant des séries développées suivant les puissances de

$$K_{p+1}e^{i\lambda_{p+1}t}, K_{p+2}e^{i\lambda_{p+2}t}, \dots, K_{\lambda}e^{i\lambda t}$$

et suivant les sinus et cosinus des multiples de t .

Ces séries sont convergentes, pourvu qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_{\lambda}$ et $+\sqrt{-1}$, et le second aux points $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_{\lambda}$ et $-\sqrt{-1}$, ne contienne l'origine et qu'il n'y ait entre les λ aucune relation de la forme (26).

C'est donc là une nouvelle démonstration du théorème fondamental du § 5 (1^{ère} partie, chapitre III).

Cette démonstration fait ressortir l'analogie de ce théorème avec ceux que j'ai énoncés dans ma thèse et en particulier avec celui-ci :

Dans le voisinage d'un point singulier, les solutions d'une équation différentielle sont développables suivant les puissances de $t, t^{\frac{1}{2}}, t^{\frac{1}{3}}, \dots, t^{\frac{1}{\lambda}}$.

J'avais d'abord démontré ce théorème (que j'ai ensuite rattaché aux idées générales qui ont inspiré ma thèse) par une voie assez différente dans le 45^e Cahier du Journal de l'Ecole Polytechnique et M. PICARD y avait été conduit indépendamment par d'autres considérations (Comptes Rendus 1878).

Note F.

Sur les surfaces asymptotiques.

J'ai donné dans les § 2, 3 et 4 (2^{ème} partie, chapitre I) la manière de trouver l'équation des surfaces asymptotiques et de démontrer que ces surfaces sont fermées.

On peut apporter quelques simplifications dans les calculs par lesquels on arrive à l'équation des surfaces asymptotiques. D'autre part, pour dé-

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dy_1} &= 0, \\ \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} &= 0. \end{aligned}$$

Il plus haut
Haly

C'est là le problème que nous nous sommes proposé dans le § 2 / 2^{me} partie, chapitre II.

Ce problème peut être présenté sous une autre forme (en se plaçant au point de vue des *Vorlesungen über Dynamik*).

Si x_1 et x_2 sont deux fonctions de y_1 et de y_2 satisfaisant aux équations (3), l'expression:

$$x_1 dy_1 + x_2 dy_2$$

devra être une différentielle exacte. Si donc nous posons:

$$dS = x_1 dy_1 + x_2 dy_2,$$

S sera une fonction de y_1 et de y_2 qui sera définie par l'équation aux dérivées partielles:

$$(4) \quad F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right) = C.$$

S pourra se développer suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et l'on aura:

$$(5) \quad S = S_0 + S_1 \sqrt{\mu} + S_2 \mu + S_3 \mu \sqrt{\mu} + \dots$$

$S_0, S_1, \dots, S_2, \dots$ seront des fonctions de y_1 et de y_2 et on aura:

$$\frac{dS_0}{dy_1} = x_1^0, \quad \frac{dS_0}{dy_2} = x_2^0.$$

Je rappelle maintenant quelles conditions nous avons imposées dans le paragraphe cité, aux fonctions x_1^0 et x_2^0 ; nous avons supposé d'abord que x_1^0 et x_2^0 devaient être des constantes. On a alors

$$S_0 = x_1^0 y_1 + x_2^0 y_2.$$

Si nous appelons ensuite u_1 et u_2 les valeurs de $-\frac{dF_2}{dx_1}$ et $-\frac{dF_2}{dx_2}$ pour $x_1 = x_1^0, x_2 = x_2^0$, ces quantités u_1 et u_2 seront encore des constantes.

L'analyse qui va suivre s'applique au cas où le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ est commensurable. Dans ce cas on peut toujours, comme nous l'avons vu, supposer $n_2 = 0$; c'est ce que nous ferons désormais, comme nous l'avons fait dans le paragraphe cité.

Nous avons supposé en outre dans ce paragraphe que x_1^i et x_2^i sont des fonctions périodiques de y_1 qui ne changent pas de valeur quand on change y_1 et y_2 en $y_1 + 2\pi$ et y_2 .

Il résulte de là que $\frac{dS_1}{dy_1}$ et $\frac{dS_2}{dy_2}$ sont des fonctions périodiques par rapport à y_1 et qu'on peut écrire:

$$(6) \quad S_i = \frac{\lambda_i}{n_i} y_i + S_i',$$

λ_i étant une constante et S_i' une fonction périodique de y_1 .

Supposons que dans le premier membre de l'équation (4)

$$F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right)$$

on remplace S par son développement (5); on verra que F deviendra développable suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et qu'on aura, ainsi qu'on l'a vu dans le paragraphe cité:

$$F = H_0 + H_1\sqrt{\mu} + H_2\mu + H_3\mu\sqrt{\mu} + \dots$$

les H étant des fonctions de y_1 , de y_2 , et des dérivées partielles de S_0, S_1, S_2 , etc.

On voit d'ailleurs que H_0 dépendra seulement de S_0, H_1 de S_0 et S_1, H_2 de S_0, S_1 et S_2, H_3 de S_0, S_1, S_2, S_3 etc.

On trouve d'ailleurs:

$$H_0 = F_0(x_1^i, x_2^i) = C,$$

$$H_1 = -n_1 \frac{dS_1}{dy_1},$$

$$H_2 = -n_1 \frac{dS_2}{dy_1} + \Delta S_1 + K_1,$$

$$H_3 = -n_1 \frac{dS_3}{dy_1} + 2\Delta S_2 + K_2,$$

$$\dots \dots \dots$$

$$H_r = -n_1 \frac{dS_r}{dy_1} + 2\Delta S_{r-1} + K_r,$$

où l'on a posé pour abrégé:

$$\Delta S_r = \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 F_r}{(dx_1^2)} x_1^2 x_1^2 + \frac{d^2 F_r}{dx_1^2 dx_2^2} (x_1^2 x_2^2 + x_2^2 x_1^2) + \frac{d^2 F_r}{(dx_2^2)} x_1^2 x_2^2 \right]$$

et où K_r ne dépend que de $S_0, S_1, \dots$, jusqu'à S_{r-1} .

Cela posé, pour déterminer par récurrence les fonctions S_r , nous aurons les équations suivantes:

$$H_0 = C, \quad H_1 = 0, \quad H_2 = 0, \quad \dots, \quad H_r = 0.$$

Si l'on supposait que les fonctions $S_0, S_1, \dots, S_{r-1}$ fussent entièrement connues, l'équation

$$H_r = 0$$

ou

$$(7) \quad n_1 \frac{dS_r}{dy_1} = 2\Delta S_{r-1} + K_r$$

déterminerait la fonction S_r à une fonction arbitraire près de y_2 .

Mais ce n'est pas tout à fait ainsi que la question se présente.

Supposons que l'on connaisse complètement

$$S_0, S_1, \dots, S_{r-2}$$

et que l'on connaisse S_{r-1} à une fonction arbitraire près de y_2 .

Par hypothèse les dérivées de $S_0, S_1, \dots, S_{r-2}, S_{r-1}$ sont des fonctions périodiques de y_1 ; donc K_r et ΔS_{r-1} seront des fonctions périodiques de y_1 .

Désignons par $[U]$ comme nous l'avons fait dans le paragraphe cité, la valeur moyenne de U , si U est une fonction périodique de y_1 .

S_r doit être de la forme (6); nous en concluons que:

$$\left[\frac{dS_r}{dy_1} \right]$$

doit être une constante $\frac{\lambda_r}{n_1}$ indépendante de y_2 , de sorte que l'équation

(7) nous donne:

$$(8) \quad 2[\Delta S_{r-1}] + [K_r] = \lambda_r$$

et cette équation déterminera complètement S_{p-1} (si l'on suppose que l'on se donne, soit arbitrairement, soit suivant une loi quelconque, la constante λ_p).

Nous trouvons d'abord l'équation:

$$H_1 = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dS_1}{dy_1} = 0$$

qui nous montre que S_1 est une fonction arbitraire de y_1 .

Nous en déduisons:

$$2\Delta S_p = -M \frac{dS_1}{dy_1} \frac{dS_p}{dy_1} - N \frac{dS_1}{dy_1} \frac{dS_p}{dy_1}$$

(nous posons pour abréger:

$$-M = \frac{d^2 F_1}{dx_1^2 dx_2^2}, \quad -N = \frac{d^2 F_1}{(dx_2^2)^2}$$

comme nous l'avons fait dans le paragraphe cité).

L'équation que nous trouvons ensuite en égalant à 0 la valeur moyenne de H_1 est la suivante:

$$[\Delta S_1] + [K_1] = \lambda_1.$$

Or

$$\Delta S_1 = -\frac{N}{2} \left(\frac{dS_1}{dy_1} \right)^2 = [\Delta S_1].$$

D'autre part:

$$K_1 = F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2).$$

λ_1 est une constante qui, ainsi qu'il est aisé de le voir, est précisément celle que nous avons appelée $-C_1$ dans le paragraphe cité.

Il vient donc:

$$\frac{dS_1}{dy_1} = \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}.$$

S_1 est ainsi entièrement déterminé à une constante près; mais nous pouvons laisser cette constante de côté, elle ne joue en effet aucun rôle puisque les fonctions S n'entrent que par leurs dérivées.

L'équation (8) devient ensuite:

$$(9) \quad \left[N \frac{dS_1}{dy_1} \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = -\lambda_p - M \left[\frac{dS_1}{dy_1} \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p].$$

Dans le second membre tout est connu; K_p ne dépend que de $S_0, S_1, \dots, S_{p-2}$; $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ est connu puisque S_{p-1} est supposée déterminée à une fonction arbitraire près de y_2 .

D'autre part $\frac{dS_1}{dy_2}$ est indépendant de y_1 ; le premier membre peut donc s'écrire:

$$N \frac{dS_1}{dy_2} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right],$$

de sorte que l'équation (9) nous donnera $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$ en fonction de y_2 . Nous connaissons donc $[S_{p-1}]$ à une constante près et cette constante qui ne joue aucun rôle peut être laissée de côté.

Nous connaissons d'une part S_{p-1} à une fonction arbitraire près de y_2 ; d'autre part nous connaissons $[S_{p-1}]$ en fonction de y_2 ; donc S_{p-1} est entièrement déterminée.

La constante C_1 joue un rôle prépondérant. Supposons d'abord qu'elle soit supérieure à la valeur que nous avons appelée $-\varphi_1$ dans les paragraphes cités et par conséquent que $[F_1] + C_1$ soit toujours positif et $\frac{dS_1}{dy_2}$ toujours réel et je pourrai ajouter toujours positif parce que je suis libre de prendre le signe + devant le radical.

Je dis que dans ce cas, on peut choisir arbitrairement les constantes λ et que $\frac{dS_p}{dy_1}$ et $\frac{dS_p}{dy_2}$ sont des fonctions périodiques non seulement de y_1 , mais encore de y_2 . (S_p est alors de la forme

$$S_p = \lambda y_1 + \mu y_2 + S'_p,$$

λ_p et μ_p étant des constantes pendant que S'_p est périodique de période 2π tant par rapport à y_1 que par rapport à y_2 .)

En effet, supposons que cela soit vrai pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_1}{dy_2}, \frac{dS_2}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-2}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1};$$

je dis que cela sera vrai encore pour $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ et $\frac{dS_p}{dy_1}$.

En effet, nous avons par hypothèse:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \sum A_{m_1 m_2} \cos(m_1 y_1 + m_2 y_2 + \alpha),$$

les A et les α étant des constantes, m_1 et m_2 étant des entiers.

On aura ensuite par définition

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = \sum_{m_1=0}^{\infty} A_{0, m_1} \cos(m_1 y_1 + \alpha).$$

Mais on doit avoir

$$2[\Delta S_{p-1}] + [K_{p-1}] = \lambda_{p-1}$$

et par conséquent:

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1},$$

λ_{p-1} étant une constante; on en conclut que:

/≠

$$A_{0, m_1} = 0 \quad \text{pour} \quad m_1 \neq 0, \quad A_{0,0} = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1}.$$

Il vient ainsi

$$S_{p-1} = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1} y_1 + \sum A_{m_1 m_2} \frac{\sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + \alpha)}{m_1} + [S_{p-1}],$$

m_1 et m_2 prenant toujours sous le signe Σ toutes les valeurs entières telles que $m_1 \geq 0$.

Ainsi, pour que S_{p-1} soit de la forme voulue, il suffit que:

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$$

soit une fonction périodique de y_1 . Or $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$ est définie par l'équation:

$$N \frac{dS_1}{dy_1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = -\lambda_p - M \frac{dS_1}{dy_1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p],$$

K_p ne dépendant que de $S_1, S_2, \dots, S_{p-1}$ sera périodique en y_1 .

$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1}\right]$ est une constante $\frac{\lambda_{p-1}}{n_1}$; de plus $\frac{dS_1}{dy_1}$ est une fonction périodique de y_1 qui ne s'annule jamais.

Il en résulte que $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1}\right]$ peut être développé suivant les sinus et les cosinus des multiples de y_1 .

On a ensuite:

$$n_1 \frac{dS_p}{dy_1} = 2(\Delta S_{p-1}) + K_p,$$

ce qui montre que $\frac{dS_p}{dy_1}$ est périodique en y_1 et y_2 .

Ainsi en choisissant pour C_1 une valeur supérieure à $-\varphi_1$ et en choisissant ensuite les autres constantes $\lambda_2, \lambda_3, \dots$ d'une façon arbitraire, on trouve pour $\frac{dS}{dy_1}$ et $\frac{dS}{dy_2}$ des séries ordonnées suivant les sinus et les cosinus des multiples de y_1 et de y_2 . Ces séries, quoique divergentes, peuvent rendre des services dans certains cas, ainsi que je l'ai dit au § 4 (2^{me} partie, chapitre II).

Passons maintenant au cas de

$$C_1 = -\varphi_1.$$

L'expression

$$[F_1] + C_1$$

n'est jamais négative, mais elle devient nulle pour une certaine valeur de y_2 que nous avons appelée η_2 dans le paragraphe cité. Je supposerai dans ce qui va suivre que cette valeur est nulle; j'ai le droit de le faire, l'origine des y_2 étant restée jusqu'ici arbitraire.

Ecrivons donc $[F_1] + C_1$ sous forme de série trigonométrique:

$$[F_1] + C_1 = \sum A_n \sin my_1 + \sum B_n \cos my_1.$$

Pour $y_2 = 0$, cette fonction s'annule ainsi que sa dérivée, puisque la fonction étant toujours positive, zéro est pour elle un minimum. Il en résulte que l'expression suivante:

$$\frac{[F_1] + C_1}{\sin^2 \frac{y_1}{2}}$$

H₁₁ de

Λ qui ainsi que nous l'avons vu au § 47 est celle qui correspond aux séries qui représentent asymptotiquement les valeurs asymptotiques.

est développable suivant les sinus et cosinus des multiples de y_2 ; c'est une fonction périodique de y_2 qui ne s'annule jamais et ne devient jamais infinie.

Il suit de là que l'on peut écrire:

$$\frac{\sin \frac{y_2}{2}}{\sqrt{|P_1|} + C_1} = \sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2$$

et par conséquent:

$$\frac{dS_1}{dy_1} = \frac{\sqrt{\frac{2}{N}} \sin \frac{y_2}{2}}{\sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2}.$$

Nous pourrions écrire maintenant l'équation (9) sous la forme suivante:

$$(9') \quad \frac{\sqrt{2N} \sin \frac{y_2}{2}}{\sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2} \left[\frac{dS_{r-1}}{dy_1} \right] = -\lambda_r + \phi_r(y_2),$$

ϕ_r étant une fonction connue de y_2 .

Cela posé, je me propose de démontrer que:

$$\frac{dS_r}{dy_1} \quad \text{et} \quad \frac{dS_r}{dy_2}$$

sont des fonctions périodiques de y_1 et de y_2 , dont la période est 2π par rapport à y_1 et 4π par rapport à y_2 .

Supposons en effet que cela soit démontré pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_1}, \frac{dS_3}{dy_1}, \frac{dS_4}{dy_1}, \dots, \frac{dS_{r-2}}{dy_1}, \frac{dS_{r-1}}{dy_1}, \frac{dS_{r-1}}{dy_2}.$$

$\frac{dS_{r-1}}{dy_1}$ est une fonction périodique de y_1 et de y_2 ; d'autre part sa valeur moyenne

$$\left[\frac{dS_{r-1}}{dy_1} \right] = \frac{1}{n_1} \lambda_{r-1}$$

est une constante indépendante de y_2 . Nous pourrions donc écrire:

$$S_{r-1} = \frac{1}{n_1} \lambda_{r-1} y_1 + \theta_{r-1}(y_1, y_2) + \zeta_{r-1}(y_2),$$

221

$\theta_{p-1}(y_1, y_2)$ étant une fonction périodique de y_1 et y_2 et ζ_{p-1} une fonction arbitraire de y_2 seulement. Il vient ensuite:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \frac{d\theta_{p-1}}{dy_1} + \frac{d\zeta_{p-1}}{dy_1},$$

d'où

$$\frac{d[S_{p-1}]}{dy_1} = \frac{d[\theta_{p-1}]}{dy_1} + \frac{d\zeta_{p-1}}{dy_1}$$

et

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[S_{p-1}]}{dy_1} = \frac{d\theta_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[\theta_{p-1}]}{dy_1},$$

ce qui montre que $\frac{dS_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[S_{p-1}]}{dy_1}$ est une fonction périodique de y_1 et de y_2 .

L'équation (9') montre que cela est vrai également de $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1}\right]$ et par conséquent de $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ (quelle que soit d'ailleurs la constante λ_p) et l'équation (7) montre que cela est vrai de $\frac{dS_p}{dy_1}$.

Cela sera donc vrai des fonctions:

$$\frac{dS_p}{dy_1} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_2}$$

quel que soit l'indice p .

Il importe toutefois de remarquer que si ces fonctions sont périodiques, ce n'est pas une raison suffisante pour qu'elles puissent être développées suivant les sinus et cosinus des multiples de y_1 et de $\frac{y_2}{2}$. En effet ces fonctions ne sont pas toujours finies, sauf pour un choix particulier des constantes λ_p ; il est aisé de s'en rendre compte, car l'équation (9') d'où l'on doit tirer la valeur de

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1}\right]$$

a en facteur dans son premier membre $\sin \frac{y_2}{2}$. Donc l'expression de $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1}\right]$ contiendra $\sin \frac{y_2}{2}$ au dénominateur.

222



Les dérivées des fonctions S_p pourront donc devenir infinies, mais seulement pour

$$\sin \frac{y_2}{2} = 0 \quad \text{ou} \quad y_2 = 2k\pi.$$

Si y_2 a une valeur différente de $2k\pi$, ces dérivées ne deviennent infinies pour aucune valeur de y_1 ; elles peuvent donc se développer suivant les sinus et cosinus des multiples de y_1 .

Nous pouvons donc écrire par exemple:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \frac{1}{v_1} \lambda_{p-1} + \sum A_n \cos ny_2 + \sum B_n \sin ny_2,$$

A_n et B_n étant des fonctions périodiques de y_2 qui peuvent devenir infinies.

Imaginons maintenant que les constantes λ_p d'indice impair soient toutes nulles; je dis que

$$\frac{dS_p}{dy_1} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_2}$$

ne changeront pas quand on changera y_2 en $y_2 + 2\pi$ toutes les fois que l'indice p sera pair et qu'au contraire ces deux fonctions changeront de signe, sans changer de valeur absolue quand on changera y_2 en $y_2 + 2\pi$, toutes les fois que l'indice p sera impair.

Je suppose que le théorème soit vrai pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \frac{dS_3}{dy_1}, \frac{dS_4}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-1}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1}$$

et je me propose de démontrer qu'il est vrai également pour

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_1}$$

Si $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ est multiplié par $(-1)^{p-1}$ quand y_2 se change en $y_2 + 2\pi$, il en sera de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} - \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right].$$

223

Nous avons trouvé en effet

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \frac{1}{n_1} \lambda_{p-1} + \sum A_m \cos my_1 + \sum B_m \sin my_1,$$

A_m et B_m étant des fonctions périodiques de y_1 .

Si $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ est multiplié par $(-1)^{p-1}$ quand y_1 augmente de 2π , il en sera de même de A_m et B_m et des dérivées de ces fonctions par rapport à y_1 . Il en sera donc encore de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} - \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = \sum \frac{dA_m \sin my_1}{dy_2} - \sum \frac{dB_m \cos my_1}{dy_2}.$$

Nous avons maintenant à montrer que cela est vrai de

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right].$$

Pour cela il est nécessaire d'étudier de quelle manière K_p dépend des fonctions $S_0, S_1, S_2, \dots, S_{p-1}$. Je me propose d'établir que l'ordre de tous les termes de K_p par rapport aux dérivées des fonctions d'indice impair

$$S_1, S_3, S_5, \dots$$

sera de même parité que p .

En effet, en faisant dans

$$F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right),$$

$$S = S_0 + S_1\sqrt{\mu} + S_2\mu + \dots,$$

nous avons trouvé:

$$F = H_0 + H_1\sqrt{\mu} + H_2\mu + \dots$$

Si je change $\sqrt{\mu}$ en $-\sqrt{\mu}$ et qu'en même temps je change S_1, S_3, S_5 , etc. en $-S_1, -S_3, -S_5$ etc. sans toucher aux fonctions d'indice pair, l'expression de F ne devra pas changer.

Donc H_p devra se changer en $(-1)^p H_p$.

Cela montre que l'ordre de tous les termes de H_p par rapport aux dérivées de S_1, S_3, S_5 , etc., devra être de même parité que p . Il devra

209, 5/8

donc, comme je l'ai annoncé, en être de même des termes de K_p puisqu'on obtient K_p en supprimant dans H_p les termes qui dépendent de S_{p-1} ou de S_p .

Cela posé, changeons y_2 en $y_2 + 2\pi$; les dérivées de S_r ne changeront pas si q est pair et au plus égal à $p-2$; elles changeront de signe si q est impair et au plus égal à $p-2$. Donc K_p se changera en $(-1)^p K_p$.

Reprenons maintenant l'équation (9)

$$(9) \quad N \frac{dS_1}{dy_1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = -\lambda_p - M \frac{dS_1}{dy_1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p].$$

Quand on change y_2 en $y_2 + 2\pi$,

$$[K_p] \text{ se change en } (-1)^p [K_p],$$

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] \text{ se change en } (-1)^p \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right],$$

et

$$\frac{dS_1}{dy_1} \text{ se change en } -\frac{dS_1}{dy_1}.$$

Nous pouvons même dire que

$$\lambda_p \text{ se change en } (-1)^p \lambda_p.$$

En effet cela est vrai pour p pair parce que λ_p est une constante indépendante de y_2 ; cela est vrai encore pour p impair parce que nous avons supposé que les λ_p d'indice impair sont tous nuls.

Il résulte de là que

$$\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] \text{ se change en } (-1)^{p-1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$$

et par conséquent

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \text{ en } (-1)^{p-1} \frac{dS_{p-1}}{dy_1}.$$

C. Q. F. D.

Je dis maintenant que $\frac{dS_p}{dy_1}$ se changera en $(-1)^p \frac{dS_p}{dy_1}$.

Ecrivons en effet l'équation (7)

$$(7) \quad n \frac{dS_p}{dy_1} = 2\Delta S_{p-1} + K_p;$$

K_p et ΔS_{p-1} et par conséquent le second membre de l'équation (7) seront multipliées par $(-1)^p$ quand y_1 augmentera de 2π . Il devra donc en être de même du premier membre et de $\frac{dS_p}{dy_1}$.

C. Q. F. D.

Je vais maintenant démontrer que l'on peut choisir les constantes λ_p de façon que les dérivées des fonctions S_p ne deviennent pas infinies pour $y_1 = 2k\pi$.

Supposons que l'on ait choisi les constantes $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{p-1}$ de façon que

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_{p-2}}, \frac{dS_{p-1}}{dy_{p-1}}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1}$$

restent finies et que les constantes λ_p d'indice impair soient nulles; je me propose de choisir λ_p de façon que $\frac{dS_{p-1}}{dy_p}$ et $\frac{dS_p}{dy_1}$ ne deviennent pas non plus infinies. Nous verrons en même temps que λ_p devra être nulle si p est impair.

Il est clair d'abord que si $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$ reste finie, il en sera de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} - \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$$

et de

$$\phi_p(y_1) = [K_p] - M \frac{dS_1}{dy_1} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right].$$

Reprenons maintenant l'équation (9). Le coefficient de la quantité inconnue $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$ s'annule pour $y_1 = 2k\pi$; pour que cette quantité inconnue demeure finie, il faut que le second membre s'annule également et que l'on ait:

$$\phi_p(2k\pi) = \lambda_p.$$

228

Comme ϕ_p ne change pas quand y_2 augmente de 4π , il suffira de prendre $k = 0$ et $k = 1$ et d'écrire

$$(10) \quad \phi_p(0) = \phi_p(2\pi) = \lambda_p.$$

Si p est pair, il n'y a pas de difficulté, on a:

$$\phi_p(y_2) = \phi_p(y_2 + 2\pi)$$

et par conséquent:

$$\phi_p(0) = \phi_p(2\pi),$$

de sorte qu'il suffit de prendre:

$$\lambda_p = \phi_p(0).$$

Si au contraire p est impair, on a:

$$\phi_p(y_2) = -\phi_p(y_2 + 2\pi)$$

et

$$\phi_p(0) = -\phi_p(2\pi),$$

de sorte que les équations (10) ne peuvent être satisfaites que si l'on a:

$$\phi_p(0) = \phi_p(2\pi) = \lambda_p = 0.$$

Nous avons donc à démontrer que pour p impair, $\phi_p(0)$ est nul.

Soit en effet:

$$\phi_p(0) = \alpha$$

et par conséquent

$$\phi_p(2\pi) = -\alpha.$$

Je dis que α est nul.

Nous allons nous appuyer sur un lemme qui est presque évident.

Voici l'énoncé de ce lemme:

Soient φ_1 et φ_2 deux fonctions périodiques et de période 2π par rapport à y_1 et à y_2 . On sait que si φ est une fonction périodique de y_1 , par exemple, la valeur moyenne de $\frac{d\varphi}{dy_1}$ est nulle. On aura donc

$$\iint \frac{d\varphi_1}{dy_1} dy_1 dy_2 = \iint \frac{d\varphi_2}{dy_1} dy_1 dy_2 = 0$$

ou

$$\iint \left(\frac{d\varphi_1}{dy_2} - \frac{d\varphi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

les intégrales étant étendues à toutes les valeurs de y_1 et de y_2 depuis 0 jusqu'à 2π .

Il est nécessaire pour que le lemme soit vrai que les fonctions φ_1 et φ_2 soient continues, mais leurs dérivées peuvent être discontinues. Ces dérivées doivent seulement rester finies.

Cela posé, nous achèverons de déterminer la fonction S_{p-1} non plus par l'équation (9'), mais par l'équation suivante:

$$(11) \quad \frac{\sqrt{2N} \sin \frac{y_2}{2} \left[\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]}{\Sigma A_m \cos my_1 + \Sigma B_m \sin my_1} = -\alpha \cos \frac{y_1}{2} + \phi_p(y_2).$$

Elle ne diffère de l'équation (9') que par ce que λ_p a été remplacé par $\alpha \cos \frac{y_1}{2}$.

Cette équation montre d'abord que $\left[\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$ est une fonction périodique de y_2 et de période 2π , (je rappelle que p est supposé impair). De plus cette fonction ne devient pas infinie pour $y_2 = 2k\pi$, parce que le second membre de l'équation (11) s'annule pour $y_2 = 0$ et pour $y_2 = 2\pi$.

Posons ensuite

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= \frac{dS_0}{dy_1} + \mu^{\frac{1}{2}} \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_2}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_1} + \mu^{\frac{p}{2}} \eta, \\ \zeta_2 &= \frac{dS_0}{dy_2} + \mu^{\frac{1}{2}} \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_2}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}; \end{aligned}$$

η sera une fonction de y_1 , de y_2 et de μ définie par l'équation:

$$(12) \quad F(\zeta_1, \zeta_2, y_1, y_2) = C.$$

Il est aisé de voir que ζ_2 est entièrement déterminé puisque nous connaissons maintenant complètement $S_0, S_1, \dots, S_{p-1}$. On pourra donc tirer η de l'équation (12) sous la forme suivante:

$$\eta = \eta_0 + \mu^{\frac{1}{2}} \eta_1 + \mu \eta_2 + \dots,$$

les η_i étant des fonctions périodiques de y_1 et de y_2 , de période 2π par rapport à y_1 et 4π par rapport à y_2 .

De plus on aura:

$$\frac{dz_1}{dy_1} - \frac{dz_2}{dy_2} = \mu \frac{dz_1}{dy_1}.$$

Nous n'avons besoin que de η_0 ; or on voit tout de suite que η_0 est donnée par l'équation suivante:

$$(13) \quad n_1 \eta_0 = 2\Delta S_{p-1} + K_p$$

qui ne diffère de l'équation (7) que par ce que l'inconnue y est désignée par η_0 .

Cette équation montre que η_0 est une fonction périodique de y_1 ; il faut chercher la valeur moyenne de cette fonction. Si l'on se reporte à la signification de l'équation (11), on verra qu'elle exprime que la partie moyenne du second membre de (13) est $\alpha \cos \frac{y_1}{2}$. On a donc:

$$[\eta_0] = \frac{\alpha}{n_1} \cos \frac{y_1}{2}.$$

ζ_2 est susceptible de deux valeurs différentes qui se permutent l'une dans l'autre, soit quand on change $\sqrt{\mu}$ en $-\sqrt{\mu}$, soit quand on change y_1 en $y_1 + 2\pi$.

J'appellerai φ_2 la plus grande des deux valeurs de ζ_2 et ϕ_2 la plus petite.

De même ζ_1 est susceptible de deux valeurs; j'appellerai φ_1 celle qui correspond à φ_2 et ϕ_1 celle qui correspond à ϕ_2 .

Enfin η est susceptible de deux valeurs; j'appellerai η' celle qui correspond à φ_2 et η'' celle qui correspond à ϕ_2 ; η_i est susceptible de deux valeurs que j'appellerai de même η'_i et η''_i .

La fonction φ_2 est périodique de période 2π par rapport à y_1 ; en effet, quand on augmente y_1 de 2π , les deux valeurs de ζ_2 se permutent entre elles; donc φ_2 qui est toujours égale à la plus grande de ces deux valeurs ne change pas.

Pour la même raison, φ_1 , ϕ_1 , η' , η'' , η'_i , η''_i seront des fonctions de période 2π par rapport à y_1 .

Des définitions précédentes, il résulte que φ_1 , φ_2 , ϕ_1 et ϕ_2 sont des

fonctions continues, quoique les dérivées de ces fonctions, de même que η' et η'' puissent être discontinues.

Nous sommes donc dans les conditions où notre lemme est applicable et nous pourrions écrire:

$$\mu^{\frac{p}{2}} \iint \frac{d\eta'}{dy_1} dy_1 dy_2 = \iint \left(\frac{d\varphi_1}{dy_1} - \frac{d\varphi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

$$\mu^{\frac{p}{2}} \iint \frac{d\eta''}{dy_1} dy_1 dy_2 = \iint \left(\frac{d\varphi_1}{dy_1} - \frac{d\varphi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

ou encore

$$\iint \frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_1} dy_1 dy_2 = 0,$$

ou enfin:

$$\iint \frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_1} dy_1 dy_2 + \iint \left[\frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_1} - \frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_1} \right] dy_1 dy_2 = 0.$$

Cette relation devra avoir lieu quel que soit μ .

Mais quand μ tend vers 0, $\eta' - \eta''$ et $\eta' - \eta''$ tendent vers 0.

Donc on aura:

$$(14) \quad \lim \iint \frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_1} dy_1 dy_2 = 0 \quad (\text{pour } \mu = 0).$$

Transformons le premier membre de l'égalité (14). Je remarque d'abord que p étant impair, η_1 est une fonction qui doit se changer en $-\eta_1$ quand y_2 se change en $y_2 + 2\pi$. Il suffit pour s'en convaincre de se reporter à l'équation (13). Nous avons donc:

$$\eta_1' = -\eta_1'' = \pm \eta_1$$

d'où

$$\iint \frac{d(\eta_1' - \eta_1'')}{dy_1} dy_1 dy_2 = 2 \iint \frac{d\eta_1'}{dy_1} dy_1 dy_2 = 2 \iint \frac{d(\pm \eta_1)}{dy_1} dy_1 dy_2.$$

Il reste à voir pour quelles valeurs des y nous devons faire $\eta_1' = +\eta_1$ et pour quelles valeurs des y nous devons faire $\eta_1' = -\eta_1$.

Si nous avons:

$$(15) \quad \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_2}{dy_1} + \mu^2 \frac{dS_3}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{r-1}{2}} \frac{dS_{r-1}}{dy_1} > 0,$$

nous devons prendre d'après notre convention:

$$\varphi_2 = \frac{dS_2}{dy_1} + \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_3}{dy_1} + \mu \sqrt{\mu} \frac{dS_2}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{r-1}{2}} \frac{dS_{r-1}}{dy_1}$$

et

$$\phi_2 = \frac{dS_2}{dy_1} - \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_3}{dy_1} - \mu \sqrt{\mu} \frac{dS_2}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{r-1}{2}} \frac{dS_{r-1}}{dy_1}.$$

Si au contraire le premier membre de l'inégalité (15) est négatif, nous devons prendre:

$$\varphi_2 = \frac{dS_2}{dy_1} - \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{r-1}{2}} \frac{dS_{r-1}}{dy_1}$$

et

$$\phi_2 = \frac{dS_2}{dy_1} + \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{r-1}{2}} \frac{dS_{r-1}}{dy_1}.$$

Tout dépend donc du signe du premier membre de l'inégalité (15). Egalons ce premier membre à 0, nous obtiendrons une équation:

$$(16) \quad \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_2}{dy_1} + \dots = 0.$$

Cette équation peut être regardée comme définissant y_2 en fonction de y_1 et de μ .

On pourra résoudre cette équation et écrire:

$$y_2 = \theta(y_1, \mu).$$

Observons seulement que θ est une fonction périodique de période 2π par rapport à y_1 et que cette fonction θ s'annule identiquement quand on y fait $\mu = 0$.

Par conséquent quand y_1 variera de θ à $\theta + 2\pi$, on aura:

$$\eta'_2 = +\eta_2$$

et quand y_2 variera de $\theta + 2\pi$ à $\theta + 4\pi$, on aura

$$\eta'_2 = -\eta'_2.$$

Nos intégrales doivent être étendues à toutes les valeurs de y_2 comprises entre 0 et 2π . Mais comme η'_2 est une fonction de période 2π , on aura:

$$\int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_2}{dy_2} = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi+2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_2}{dy_2},$$

ou

$$\iint \frac{d\eta'_2}{dy_2} dy_1 dy_2 = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi+2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_2}{dy_2}.$$

Quand μ tendra vers 0, le premier membre devra tendre vers 0 et d'ailleurs θ tendra vers 0, on aura donc:

$$\lim \iint \frac{d\eta'_2}{dy_2} dy_1 dy_2 = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_2}{dy_2} = 0$$

d'où

$$0 = \iint \frac{d\eta'_2}{dy_2} dy_1 dy_2 = 2\pi \int_0^{2\pi} \frac{d(\eta'_2)}{dy_2} dy_2 = -\pi \frac{\alpha}{n_1} \int_0^{2\pi} \sin \frac{y_2}{2} dy_2 = -\frac{4\pi\alpha}{n_1}.$$

On a donc

$$\alpha = 0.$$

C. Q. F. D.

Il résulte de là que si l'on annule les constantes λ_p d'indice impair et si l'on donne des valeurs convenables aux constantes λ_p d'indice pair, les fonctions $\frac{dS_p}{dy_1}$ et $\frac{dS_p}{dy_2}$ resteront finies.

On pourra donc les développer suivant les sinus et cosinus des multiples de y_1 et de $\frac{y_2}{2}$; les multiples pairs de $\frac{y_2}{2}$ entreront seuls dans le développement si p est pair; si au contraire p est impair, les multiples impairs de $\frac{y_2}{2}$ entreront seuls.

217 § 18

932

58

approximative
1° 1°

Nous aurons alors pour les équations de la surface asymptotique

$$(17) \quad x_1 = \sum_{p=0}^{\infty} \mu^{\frac{p}{2}} \frac{dS_p}{dy_1}, \quad x_2 = \sum_{p=0}^{\infty} \mu^{\frac{p}{2}} \frac{dS_p}{dy_2}.$$

Les séries ainsi
que nous l'avons vu
sont divergentes
mais si on arrête
comme nous le
faisons dans les
équations (17) au
n^o terme, l'erreur
commise peut être
très petite, ainsi que
si μ est très petit
ainsi que je l'ai exposé
plus haut.

~~Je n'ai pas à revenir sur la convergence de ces séries; en effet au § 5 (1^{ère} partie, chapitre III) on a démontré l'existence de ces surfaces asymptotiques et on a montré que leur équation peut se mettre sous la forme suivante:~~

$$(18) \quad x_1 = f_1(y_1, y_2, \mu), \quad x_2 = f_2(y_1, y_2, \mu),$$

~~f_1 et f_2 étant des séries développées suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$. On a vu que ces séries convergent pour des valeurs quelconques de y_1 et de y_2 pourvu que μ soit assez petit.~~

~~De plus ces séries f_1 et f_2 doivent satisfaire aux conditions suivantes:~~

- ~~I. Les divers termes de ces séries sont finis.~~
- ~~II. Ces divers termes sont des fonctions périodiques de y_1 .~~
- ~~III. Si l'on pose:~~

$$f_1 = f_1' + \sqrt{\mu} f_1'', \quad f_2 = f_2' + \sqrt{\mu} f_2''$$

~~(f_1', f_1'', f_2', f_2'' ne contenant plus que des puissances paires de $\sqrt{\mu}$) les deux équations:~~

$$f_1'' = 0, \quad f_2'' = 0$$

~~seront équivalentes et les trois équations:~~

$$x_1 = f_1', \quad x_2 = f_2', \quad f_1' = 0$$

~~définiront une solution périodique du 1^{er} genre, qui pour $\mu = 0$ devra se réduire à~~

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad y_2 = 0.$$

~~Or l'analyse qui précède démontre que les séries (17) sont les seules qui satisfassent aux équations différentielles et aux conditions I, II et III.~~

~~Les séries (17) doivent donc être identiques aux séries (18) et par conséquent convergent.~~

~~D'autre part la forme des équations (17) montre immédiatement que les surfaces asymptotiques sont des surfaces fermées puisque les seconds membres sont des fonctions périodiques.~~

715

Nous avons vu que la quantité appelée plus haut α est toujours nulle. On peut donner de ce fait essentiel une autre démonstration.

Posons:

$$T = S_1 + \mu S_2 + \mu^2 S_3 + \dots + \mu^{\frac{r-2}{2}} S_{\frac{r-2}{2}},$$

$$\xi = \eta_0 + \mu \eta_1 + \mu^2 \eta_2 + \dots$$

Je dis d'abord que T est une fonction périodique de y_1 et de y_2 .

En effet ses dérivées $\frac{dT}{dy_1}$ et $\frac{dT}{dy_2}$ sont des fonctions périodiques; on a donc:

$$T = \beta y_1 + \gamma y_2 + T',$$

β et γ étant des constantes et T' étant une fonction périodique de y_1 et y_2 .
On en conclut que

$$\frac{dT}{dy_1} = \beta + \frac{dT'}{dy_1}, \quad \frac{dT}{dy_2} = \gamma + \frac{dT'}{dy_2},$$

$\frac{dT'}{dy_1}$ et $\frac{dT'}{dy_2}$ étant des séries trigonométriques dont le terme tout connu est nul.

Mais les fonctions $S_1, S_2, \dots, S_{\frac{r-2}{2}}$ étant d'indice impair, leurs dérivées changent de signe quand on change y_1 en $y_1 + 2\pi$. Donc $\frac{dT}{dy_1}$ et $\frac{dT}{dy_2}$ changent de signe quand y_1 augmente de 2π . Donc les termes tout connus β et γ sont nuls. Donc $T = T'$ est une fonction périodique qui ne change pas quand y_1 augmente de 2π et qui change de signe quand y_2 augmente de 2π .

Cela posé, nous savons que ζ_1 et ζ_2 sont liés par l'équation:

$$F(\zeta_1, \zeta_2, y_1, y_2) = C.$$

Il en résulte que, si les deux valeurs de ζ_2 se confondent, les deux valeurs de ζ_1 se confondent également.

Ecrivons que les deux valeurs de ζ_2 se confondent, il vient:

$$(19) \quad \frac{dT}{dy_2} = 0.$$

234

Cette équation (19) est d'ailleurs identique à l'équation (16). Ecrivons maintenant que les deux valeurs de ζ se confondent, il viendra:

$$(20) \quad \frac{dT}{dy_1} + \mu^{\frac{r-1}{2}} \xi = 0.$$

Les équations (19) et (20) devront être équivalentes. De plus elles devront être équivalentes à la suivante:

$$y_2 = \theta(y_1, \mu),$$

θ ayant le même sens que plus haut. Supposons qu'on développe θ suivant les puissances croissantes de μ , il viendra:

$$(21) \quad y_2 = \mu \theta_1 + \mu^2 \theta_2 + \mu^3 \theta_3 + \dots,$$

$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ étant des fonctions périodiques de y_1 .

Supposons y_2 lié à y_1 par l'équation (21); quand y_1 augmentera de 2π , y_2 ne changera pas et T qui est périodique ne changera pas non plus; on aura donc:

$$\int_0^{2\pi} dT = \int_0^{2\pi} \left(\frac{dT}{dy_1} dy_1 + \frac{dT}{dy_2} dy_2 \right) = 0,$$

ou en remplaçant $\frac{dT}{dy_1}$ et $\frac{dT}{dy_2}$ par leurs valeurs tirées des équations (19) et (20)

$$- \mu^{\frac{r-1}{2}} \int_0^{2\pi} \xi dy_1 = 0.$$

Si dans

$$\xi = \eta_0 + \mu \eta_1 + \mu^2 \eta_2 + \dots$$

on remplace y_2 par sa valeur (21) il viendra:

$$\xi = \xi_0 + \mu \xi_1 + \mu^2 \xi_2 + \dots,$$

ξ_0, ξ_1, ξ_2 , etc. étant des fonctions périodiques de y_1 .

On devra avoir quel que soit μ :

$$\int_0^{2\pi} dy_1 (\xi_0 + \mu \xi_1 + \mu^2 \xi_2 + \dots) = 0$$

235

et par conséquent:

$$\int_0^{2\pi} \xi_2 dy_1 = 2\pi [\xi_2] = 0.$$

Il est clair que pour obtenir ξ_2 , il suffit de faire $y_2 = 0$ dans η_2 , or on a

$$[\eta_2] = \frac{\alpha}{n_1} \cos \frac{y_1}{2}.$$

Il vient donc

$$\frac{2\pi\alpha}{n_1} = 0$$

ou

$$\alpha = 0.$$

C. Q. F. D.

Note G.

Sur la non-existence des intégrales uniformes.

Je crois devoir revenir avec plus de détails sur la démonstration par laquelle j'établis que les équations que je traite n'admettent aucune intégrale analytique et uniforme, en dehors de l'intégrale des forces vives.

Ces équations sont:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{dF}{dy_2}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF}{dx_2}$$

avec l'intégrale

$$F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

F étant une fonction uniforme et analytique de x_1, x_2, y_1 et y_2 , périodique de période 2π en y_1 et y_2 .

Je dis qu'il ne peut pas exister une seconde intégrale

$$\varphi(x_1, x_2, y_1, y_2) = C_1,$$

φ étant une fonction analytique et uniforme et de plus périodique de période 2π en y_1 et y_2 .

Je ne veux pas me contenter de démontrer que cette fonction φ ne peut pas être uniforme pour toutes les valeurs réelles des x et des y .

D'un autre côté, il est clair que l'on peut toujours trouver un domaine assez petit pour qu'une intégrale φ du système (1) reste uniforme à l'intérieur de ce domaine.

Voici donc d'une façon plus précise ce que je me propose d'établir.

Je dis qu'une intégrale φ ne peut pas rester analytique, uniforme et périodique dans l'intérieur d'un domaine, si ce domaine est assez grand pour que le point mobile dont les coordonnées x_1, x_2, y_1, y_2 varient conformément aux équations (1) ne puisse jamais en sortir.

Cela posé, soit

$$x_1 = \theta_1(y_1, y_2), \quad x_2 = \theta_2(y_1, y_2)$$

l'équation d'une surface asymptotique quelconque. Nous savons que θ_1 et θ_2 sont des fonctions périodiques de période 2π en ce qui concerne y_1 et 4π en ce qui concerne y_2 .

Considérons maintenant les trois équations:

$$(2) \quad \varphi(x_1, x_2, y_1, y_2) = C_1, \quad x_1 = \theta_1(y_1, y_2), \quad x_2 = \theta_2(y_1, y_2).$$

Si ces trois équations sont distinctes et compatibles, elles définissent une trajectoire, et cette trajectoire est une courbe fermée. En effet nous pouvons partager la surface asymptotique en deux régions, celle où la fonction uniforme φ est plus grande que C_1 , et celle où elle est plus petite que C_1 . Ces deux régions seront séparées par la courbe définie par les équations (2) et cette courbe partageant la surface en deux régions sera une courbe fermée.

Comme la constante C_1 est arbitraire, il résulterait de là qu'on pourrait tracer sur la surface asymptotique une infinité de trajectoires fermées et nous savons qu'il n'en est pas ainsi.

Nous devons donc conclure que les équations (2) ne peuvent être distinctes et compatibles, ou en d'autres termes que la fonction φ doit avoir même valeur en tous les points de la surface asymptotique.

En d'autres termes, si les équations

$$F = C, \quad \varphi = C_1$$

à y , et de période 4π par rapport à y .

Il en résulte que la courbe en trait mixte doit être comme l'indique la figure, une courbe fermée admettant un point-double 0.

La première question à traiter est la suivante: les courbes en trait plein, intersection des surfaces asymptotiques avec $y_1 = 0$, sont-elles aussi des courbes fermées? Il est clair qu'il en serait ainsi si les droites s_1 et s_2 étaient convergentes. Car les courbes en trait pointillé différencieraient alors aussi peu qu'on voudrait des courbes en trait plein; sauf la distance d'un point de la courbe pleine à la courbe pointillée tendrait vers 0 quand p croîtrait indéfiniment.

Je vais montrer par un exemple simple qu'il n'en est pas ainsi. Soit:

$$-F = p + q^2 - 2\mu \sin^2 \frac{y}{2} - \mu \varepsilon \cos x \varphi(y),$$

où $\varphi(y)$ représente une fonction périodique de y de période 2π , et où μ et ε sont deux constantes que je suppose très petites. Je forme les équations:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{dF}{dp} = 1, \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{dF}{dq} = 2q,$$

$$(1) \quad \frac{dp}{dt} = \frac{dF}{dx} = -\mu \varepsilon \sin x \varphi(y), \quad \frac{dq}{dt} = \frac{dF}{dy} = 2\mu \sin \frac{y}{2} + \mu \varepsilon \cos x \varphi'(y).$$

On voit que p et q joueront le même rôle que j'attribuais jusqu'ici à x , et à x_1 , pendant que x et y joueront le rôle que j'attribuais à y_1 et à y_2 , je n'ai changé les notations que pour supprimer les indices.

Supposons d'abord $\varepsilon = 0$. Nos équations admettent alors une solution périodique qui s'écrit:

$$x = t, \quad p = 0, \quad q = 0, \quad y = 0.$$

Les exposants caractéristiques (sauf les deux qui sont nuls, ainsi qu'il arrive toujours avec les équations de la Dynamique) sont égaux à $\pm \sqrt{2}\mu$.

Il existe alors deux systèmes de solutions ^{surfaces} asymptotiques qui ont pour équations:

$$p = \frac{dS_0}{dx}, \quad q = \frac{dS_0}{dy} \quad \text{et} \quad S_0 = \pm \sqrt{2}\mu x \cos \frac{y}{2} + 2\sqrt{2}\mu \cos \frac{y}{2}$$

d'où

$$p = 0 \quad q = \pm \sqrt{2}\mu \sin \frac{y}{2} + \sqrt{2}\mu \sin \frac{y}{2}$$

Les exposants caractéristiques n'étant pas nuls, mais égaux à $\pm \sqrt{2}\mu$ quand on fait $\varepsilon = 0$, il existe bien encore une solution périodique pour les petites valeurs de ε ; cette solution périodique correspondra deux surfaces asymptotiques dont l'équation pourra se mettre sous la forme

$$p = \frac{dS}{dx}, \quad q = \frac{dS}{dy}$$

S étant une fonction de x et de y satis faisant à l'équation

$$\frac{dS}{dx} + \left(\frac{dS}{dy}\right)^2 = 2\mu \sin^2 \frac{\gamma}{2} + \mu \varepsilon \cos x \varphi(y).$$

Les exposants caractéristiques ne s'annulant pas, pour $\varepsilon = 0$, il résulte de ce que nous avons dit à la fin du § 13 (1ère Partie, Chapitre III) que p et q et par conséquent S doivent être développables suivant les puissances croissantes de ε . Posons donc :

$$S = S_0 + \varepsilon S_1 + \varepsilon^2 S_2 + \dots$$

Nous avons trouvé plus haut :

$$S_0 = \sqrt{\mu} \cos y - 2\sqrt{2\mu} \cos \frac{\gamma}{2}$$

Quant à S_1 , S_1 devra satisfaire à l'équation :

$$\frac{dS_1}{dx} + 8\sqrt{\mu} \sin \frac{\gamma}{2} \frac{dS_1}{dy} = \mu \cos x \varphi(y).$$

Si l'on pose Σ par Σ une fonction qui satisfasse à l'équation :

$$\frac{d\Sigma}{dx} + 8\sqrt{\mu} \sin \frac{\gamma}{2} \frac{d\Sigma}{dy} = \mu e^{ix} \varphi(y) \quad (i = \sqrt{-1})$$

S_1 sera la partie réelle de Σ . On peut satisfaire à cette équation en faisant :

$$\Sigma = e^{ix} \psi(y)$$

il suffit pour cela que :

$$i\psi + 8\sqrt{\mu} \sin \frac{\gamma}{2} \frac{d\psi}{dy} = \mu \varphi(y).$$

L'équation en ψ ainsi obtenue et qu'il s'agit d'intégrer est linéaire. Son intégrale générale étant, si $\varphi(y) = 0$:

$$\psi = \left(\log \frac{y}{4}\right)^d \quad d = -i\sqrt{\frac{2}{\mu}}$$

et si $\varphi(y)$ est quelconque :

$$\psi = \left(\log \frac{y}{4}\right)^d \int \sqrt{\frac{\mu}{2}} \varphi(y) \left(\log \frac{y}{2}\right)^{-1} \left(\log \frac{y}{4}\right)^{-d} dy$$

Comme ψ doit se pouvoir développer suivant les puissances entières de y pour les petites valeurs de y , il faudra intégrer et prendre l'intégrale entre les limites 0 et y .

Que faudrait-il maintenant pour que les courbes $BO'B'$ et $AO'A'$ fussent fermées? Il faudrait que la fonction S restât finie ^{uniforme} pour toutes les valeurs de y et fût périodique de période 4π par rapport à y (c'est ce qui arrivait, rappelons-le pour les fonctions S_0^1 et S_1^1 dont nous avons parlé un peu plus haut.) Comme cela devrait avoir lieu pour toutes les valeurs de ε , cela devrait avoir lieu de S_1 , et comme S_1 est égal à $\cos x$ multiplié par la partie réelle de ψ , plus $\sin x$ multiplié par la partie imaginaire de ψ , cela devrait avoir lieu de ψ .

Donc pour les valeurs de y voisines de 2π , ψ devrait être développable suivant les

puissances entières de $y - 2n$. Mais il n'en est pas ainsi de $(\tan \frac{y}{4})^d$.
Donc l'intégrale:

$$J = \int_0^{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{2}} \varphi(y) \left(\sin \frac{y}{2}\right)^{-1} \left(\tan \frac{y}{4}\right)^{-d} dy$$

devrait être nulle. Calculons cette intégrale en supposant $\varphi(y) = \sin y$. Posons $\tan \frac{y}{4} = t$, il viendra:

$$J = 4\sqrt{2\mu} \int_0^{\infty} \frac{t^{-d}(1-t^2) dt}{(1+t^2)^2}$$

Intégrons par parties en remarquant que $\frac{1-t^2}{(1+t^2)^2}$ est la dérivée de $\frac{t}{1+t^2}$, il viendra:

$$J = 4\sqrt{2\mu} \int_0^{\infty} \frac{t^{-d} dt}{1+t^2}$$

Faisons $t^2 = u$, on aura:

$$J = 2\sqrt{2\mu} \int_0^{\infty} \frac{u^{-\frac{d+1}{2}} du}{1+u} = \frac{2\sqrt{2\mu}}{\cos \frac{d\pi}{2}} = \frac{-8\pi i}{e^{\frac{\pi}{\sqrt{2\mu}}} + e^{-\frac{\pi}{\sqrt{2\mu}}}}$$

Donc J n'est pas nul; donc les courbes $BO'B'$ et $AO'A'$ ne sont pas fermées; donc les séries s_1 et s_2 ne sont pas convergentes, non plus que les séries définies dans les ~~§ 1^{er} Partie, Chapitre III~~ et ~~§ 2^{ème} Partie, Chapitre III~~, ainsi que je l'avais annoncé dans ces paragraphes.

La distance des deux points B et B' n'est donc pas nulle, mais elle jouit de la propriété suivante. Non seulement BB' tend vers 0, quand μ tend vers 0, mais le rapport $\frac{BB'}{\mu^{\frac{1}{2}}}$ tend également vers 0 quelque grand que soit p .

En effet la courbe pointillée a pour équation,

$$y_1 = 0 \quad x_1 = \phi_1^p(0, y_2), \quad x_2 = \phi_2^p(0, y_2)$$

et la courbe en trait plein a pour équation:

$$y_1 = 0 \quad x_1 = f_1(0, y_2), \quad x_2 = f_2(0, y_2)$$

D'après ce que nous avons vu plus haut, les séries s_1 et s_2 représentent asymptotiquement les fonctions f_1 et f_2 , ce qui veut dire que l'on a:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{b_i - \phi_i^p}{\mu^{\frac{1}{2}}} = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{b_i - \phi_i^p}{\mu^{\frac{1}{2}}} = 0 \quad (\text{pour } \mu = 0)$$

Donc le rapport à $\mu^{\frac{1}{2}}$ de la distance de B à la courbe pointillée tendra vers 0 et il en sera de même du rapport à $\mu^{\frac{1}{2}}$ de la distance de B' à cette courbe pointillée.

On a donc:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{BB'}{\mu^{\frac{1}{2}}} = 0$$

C. Q. F. D.

En d'autres termes, si on regarde μ comme un infiniment petit du premier ordre, la distance BB' , sans être nulle, est un infiniment petit d'ordre infini. C'est ainsi que la fonction $e^{-\frac{1}{\mu}}$ est un infiniment petit d'ordre infini sans être nulle.

Dans l'exemple particulier que nous avons traité plus haut, il est aisé de voir que la distance BB' est du même ordre de grandeur que l'intégrale J , c'est à dire que $e^{-\frac{1}{\mu}}$. 225. §19.

Une seconde question à traiter est celle de savoir si les deux courbes $O'B$ et $O'B'$ prolongées se coupent. S'il en est ainsi en effet, la trajectoire qui passera par le point d'intersection appartiendra à la fois aux deux nappes de la surface asymptotique. Ce sera une trajectoire doublément asymptotique. La trajectoire ^{qui passe} par le point O' et qui représente la solution périodique. La trajectoire doublément asymptotique d'abord se différencie très peu de C , lorsque t est négatif et très grand, elle s'en éloigne asymptotiquement, s'en écarte beaucoup d'abord, puis s'en rapproche de nouveau asymptotiquement, de façon à différer très peu de C , lorsque t est positif et très grand.

Je me propose d'établir qu'il existe une infinité de trajectoires doublément asymptotiques.

Je commence par observer que la courbe $O'B$ quelque loin qu'on la prolonge, ne pourra jamais se recouper elle-même, c'est à dire que cette courbe $O'B$ prolongée n'a pas de point double. En effet si $O'B$ avait un point double d'après la définition de ^{cette} courbe $O'B$, les antécédents des deux points de $O'B$ sont eux-mêmes, mais cette courbe $O'B$, de sorte que l'antécédent de la courbe $O'B$ est une portion de cette courbe. Et de même la seconde, la troisième etc., la n^{e} antécédente de $O'B$ sont des portions de plus en plus petites de cette courbe, ^{limitées par} ~~comprenant~~ le point O' et des d'une part et ~~pas~~ ^{un point} de plus en plus rapproché de O' d'autre part.

Si la courbe $O'B$ avait un point double, il en devrait être de même de toutes ses antécédentes, et par conséquent de toute ^{ou} ~~portion~~ ^{de} $O'B$ si si petit qu'il soit, faisant partie de $O'B$. Or les principes du §13 (1^{ère} Partie Chapitre III) nous permettent de construire la portion de $O'B$ voisine de O' et de constater que cette portion de courbe n'a pas de point double. Il en est donc de même de la courbe entière quelque loin qu'on la prolonge.

D'après la définition ^{de cette nappe de la} surface asymptotique ^(et des courbes $BO'A$, $BO'A'$), une des nappes de cette surface (par exemple la ^{nappe} $BO'A$) est telle que le n^{e} antécédent d'un point de cette ^{nappe} ~~nappe~~ se rapproche indéfiniment de O' , quand n augmente; pour blanchir

courbe $B'O'A$, c'est le n^{e} conséquent qui se rapproche indéfiniment de O' .
Ce que nous venons de dire s'applique donc également à la courbe $O'B'$, pourvu qu'on remplace partout le mot antécédent par le mot conséquent. Donc la courbe $O'B'$ quelque loin qu'on la prolonge ne se recroisera pas elle-même et il est clair qu'il en sera de même des courbes $O'A$ et $O'A'$.

Je dis maintenant que la courbe des courbes $O'B$ et $O'B'$ est finie, j'en veux dire qu'elle ne croît pas indéfiniment quand p tend vers 0.

En effet si p est regardé comme infiniment petit p nous avons vu que non seulement les séries s_1 et s_2 représentent asymptotiquement les deux fonctions f_1 et f_2 , mais que les séries $\frac{d^2 s_1}{dy_1^2}$ et $\frac{d^2 s_2}{dy_2^2}$ représentent asymptotiquement $\frac{d^2 f_1}{dy_1^2}$ et $\frac{d^2 f_2}{dy_2^2}$.

On en conclut que si p est regardé comme infiniment petit, la courbure de la courbe en trait plein au point B différera infiniment peu de la courbure de la courbe pointillée au point le plus rapproché; or cette dernière courbure est finie, donc il en est de même de la courbure de la courbe en trait plein.

Soit $(B, \text{maintenant})$ le conséquent du point B et B' , celui du point B' . La distance BB_1 est du même ordre de grandeur que $\sqrt{p}$ et il en est de même de la distance $B'B_1$; les arcs BB_1 et $B'B_1$ sont donc très petits si p est très petit et leur courbure est finie; d'autre part les distances BB' , B_1B' de même que les rapports $\frac{BB'}{BB_1}$, $\frac{B'B'}{B_1B'}$ tendent vers 0 quand p tend vers 0; enfin il existe un invariant intégral positif.

du § 8.

Nous venons donc d'avoir les conditions du Théorème III (~~1^{re} partie~~ chapitre II, § 4). Nous en concluons que les arcs BB_1 et $B'B_1$ se croisent, c'est à dire que les deux courbes $O'B$ et $O'B'$ se prolongent et coupent la courbe $O'B$ prolongée et par conséquent qu'il existe au moins une trajectoire doublement asymptotique.

Je dis maintenant qu'il en existe au moins deux.

En effet les points B et B' sont pas différenciés sur la courbe.

$$y_1 = y_2 = 0$$

Mais l'origine des y_2 est restée arbitraire; je puis supposer qu'on la choisisse de telle sorte qu'au point d'intersection des deux courbes $O'B$ et $O'B'$, on ait $y_2 = 0$. En ce cas les points B et B' coïncident. Il doit donc en être de même de leurs conséquents.

B_1 et B'_1 . Les deux arcs BB_1 et $B'B'_1$ ont alors mêmes extrémités, mais cela ne suffit pas pour satisfaire au Théorème III que je veux d'appliquer (il faut en effet pour satisfaire à ce théorème que l'aire limitée par ces deux arcs ne soit pas convexe) et il faut encore qu'ils se coupent en un autre point N .

Par ce point passera une trajectoire doublement asymptotique qui se confondra avec celle qui passe en B . Il y a donc au moins deux trajectoires doublement asymptotiques.

Je vais maintenant établir qu'il y en a une infinité.

Je suppose toujours que les points B et B' se confondent. Soit BMN la portion de la courbe $O'B$ comprise entre les points B et N , c'est de même BPN la portion de la courbe $O'B'$ comprise entre le point $B = B'$ et le point N . Ces deux arcs BMN et BPN limitent une certaine aire que j'appelle α .

Nous avons vu que dans le cas particulier du problème des trois corps qui nous occupe on peut appliquer le théorème 1^{er} (^{4^{me}} Partie, chapitre II, § 4). Il existe donc des trajectoires qui traverseront une infinité de fois l'aire α .

Donc parmi les conséquences de l'aire α , il y en aura une infinité qui auront une partie commune avec α .

Si donc on considère la courbe fermée $BMNPB$ qui limite l'aire α , et les conséquences de cette courbe, il y aura une infinité de ces conséquences qui couvriront la courbe $BMNPB$ elle-même.

Comment cela peut-il se faire?

L'arc BMN ne peut couper aucun de ses conséquences, car l'arc BMN est toujours appartenant à la courbe $O'B$ et la courbe $O'B$ ne peut se couper elle-même.

Pour la même raison l'arc BPN ne peut couper aucun de ses conséquences.

Il faut donc, ou bien que l'arc BMN coupe un des conséquences de BPN , ou que l'arc BPN coupe un des conséquences de BMN (dans les hypothèses où nous nous sommes placés, c'est le second cas qui se présente). Dans l'un comme dans l'autre cas la courbe $O'B$ ou son prolongement coupera la courbe $O'B'$ ou son prolongement.

Ces deux courbes se coupent donc en une infinité de points et une infinité de ces points d'intersection se trouveront sur l'arc BMN ou BPN . Par ces points d'intersection passeront une infinité de trajectoires doublement asymptotiques.

On démontrerait de la même manière que la surface asymptotique qui coupe la surface $y_1 = 0$ suivant la courbe $O'A$ contient une infinité de trajectoires doublement asymptotiques.

243

50.

Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 13

Malheureusement en choisissant C_1 comme nous venons de le faire, les séries auxquelles nous parvenons ne sont pas convergentes (c'est ce qui fait que j'insiste peu sur ce 1^{er} cas). Quoique divergentes elles peuvent cependant rendre des services au même titre que les séries de M. LIXISTEDT et dans des cas où les méthodes habituelles sont en défaut.

Observons que dans les intégrations successives qui donnent par récurrence les x_i^t , il ne s'introduit pas de *petits diviseurs*. Si donc nos séries divergent, ce n'est pas pour la même raison que les séries ordinaires de la mécanique céleste. C'est au contraire parce que les différentiations peuvent introduire de *grands multiplicateurs*. Cette circonstance peut plutôt être regardée comme facilitant l'emploi de ces séries; les termes qui doivent détruire la convergence se présenteront en effet moins vite qu'ils étaient dus à de *petits diviseurs*.

Supposons maintenant qu'on ait donné à C_1 une valeur $< -\varphi_1$. Alors

$$x_1^t = \sqrt{\frac{2}{N}(|F_1| + C_1)}$$

n'est pas toujours réel. Supposons par exemple que, pour la valeur choisie de C_1 , x_1^t reste réel quand y_1 varie depuis η_1 jusqu'à η_2 . Je vais considérer une valeur η_1 de y_1 comprise entre η_1 et η_2 :

$$\eta_1 < \eta_1 < \eta_2$$

et je vais chercher à définir les x_i^t pour toutes les valeurs de y_1 comprises entre η_1 et η_2 .

J'observe d'abord que x_1^t est susceptible de deux valeurs égales et de signe contraire, à cause du double signe du radical; donnons d'abord par exemple à ce radical le signe +.

Imaginons que l'on ait calculé successivement

$$x_1^1, x_1^2, \dots, x_1^{t-2},$$

$$x_1^1, x_1^2, \dots, x_1^{t-1}.$$

L'équation (11) du § 2 nous permet alors de calculer sans difficulté l'équation (12) du ~~même~~ paragraphe nous donne:

$$\frac{d(x_1^t | e_1^{t-1})}{dy_1}$$

Chapitre III.
Résultats divers.
§ Solutions périodiques du 2^e genre.
Dans le chapitre précédent et en particulier dans les §§ 2 et 3 nous avons construit nos séries en supposant que l'on donne à C_1 une valeur tantôt supérieure tantôt égale à $-\varphi_1$.

H 6
H 4
V H 4
13

244

526

138

H. Poincaré,

Nous pouvons donc écrire:

$$x_i^2[x_i^{t-1}] = \theta(y_i) + C_{i-1},$$

$\theta(y_i)$ étant une fonction entièrement connue de y_i et C_{i-1} une constante d'intégration.

Nous déterminerons cette constante par la condition

$$\theta(\eta_i) + C_{i-1} = 0.$$

Alors bien que x_i^2 s'annule pour $y_i = \eta_i$, la fonction

$$[x_i^{t-1}] = \frac{\theta(y_i) - \theta(\eta_i)}{x_i^2}$$

reste finie pour $y_i = \eta_i$.

Nous avons donc complètement déterminé les fonctions x_i^t pour $\eta_i < y_i < \eta_{i+1}$ et nous appellerons $x_{i,i}^t$ les fonctions de y_i ainsi déterminées.

Supposons que l'on recommence le calcul en donnant au radical le signe —. On trouvera pour les fonctions x_i^t de nouvelles valeurs que j'appelle $x_{i,i}^t$ et qui seront d'ailleurs la continuation analytique des premières.

Imaginons ensuite que l'on remplace C_i par une constante nouvelle C_i' très voisine de C_i .

Alors le radical:

$$\sqrt{\frac{2}{N}([F_i] + C_i)}$$

sera réel toutes les fois que y_i sera compris entre η_i et une certaine valeur η_{i+1}' très voisine de η_{i+1} .

Cela posé, nous allons par le procédé exposé ci-dessus calculer les fonctions x_i^t pour les valeurs de y_i comprises entre η_i et η_{i+1}' , d'abord en faisant:

$$x_i^t = + \sqrt{\frac{2}{N}([F_i] + C_i')}$$

(nous appellerons $x_{i,i}^t$ les fonctions ainsi calculées), puis en faisant

$$x_i^t = - \sqrt{\frac{2}{N}([F_i] + C_i')}$$

(nous appellerons $x_{i,i}^t$ les fonctions ainsi calculées).

Nous allons ensuite construire les quatre branches de courbes;

$$1^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{0,1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{0,2}(y_2)$$

que nous prolongerons depuis $y_2 = \eta_2$ à $y_2 = \eta_1$.

$$2^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{1,1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{1,2}(y_2)$$

que nous prolongerons également depuis $y_2 = \eta_2$ jusqu'à $y_2 = \eta_1$.

$$3^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{2,1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{2,2}(y_2)$$

que nous prolongerons depuis $y_2 = \eta_1$ jusqu'à $y_2 = \eta_2$.

$$4^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{3,1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{3,2}(y_2)$$

que nous prolongerons également depuis $y_2 = \eta_1$ jusqu'à $y_2 = \eta_2$.

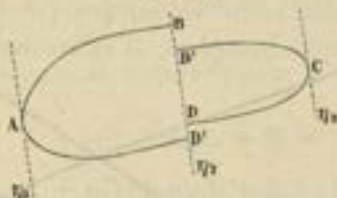
Dans ces formules nous avons posé:

$$\varphi_{r,i}(y_2) = x_{r,i}^0 + x_{r,i}^1 \sqrt{\mu} + \dots + x_{r,i}^{\frac{1}{2}} \mu^{\frac{1}{2}}.$$

La première et la seconde de ces courbes se raccorderont et seront tangentes en un même point à la courbe $y_2 = \eta_2$.

La troisième et la quatrième courbes se raccorderont également et seront tangentes en un même point à la courbe $y_2 = \eta_2$.

Fig. 8.



C'est ce qu'indique la figure 8 où les trois arcs pointillés représentent les trois courbes

$$y_2 = \eta_2, \eta_1, \eta_2,$$

où l'arc AB représente la 1^{re} de nos quatre branches de courbe, l'arc AD' la seconde, l'arc BC la 3^{me} et l'arc DC la quatrième.

Nous regarderons C_1 comme une donnée, mais C_1 est resté jusqu'ici arbitraire. Nous déterminerons C_1 par la condition que la 1^{re} et la 3^{me} courbes se raccordent et que les points B et B' se confondent, ce qui s'exprime analytiquement par les conditions:

$$(3) \quad \varphi_{0,1}(\eta_1) = \varphi_{2,1}(\eta_1), \quad \varphi_{0,2}(\eta_1) = \varphi_{2,2}(\eta_1).$$

Ces deux équations ne sont d'ailleurs pas distinctes et se ramènent à une seule.

En nous appuyant ~~encore sur la deuxième extension du~~ théorème III (1^{re} partie, chapitre II, § 4) nous pourrions démontrer que si C_1 est déterminé par les équations (3), les équations

$$(3') \quad \varphi_{1,1}(\eta_1) = \varphi_{3,1}(\eta_1), \quad \varphi_{1,2}(\eta_1) = \varphi_{3,2}(\eta_1)$$

seront aussi satisfaites aux quantités près de l'ordre de $\mu^{\frac{1+1}{2}}$; c'est à dire que la 2^{de} et la 4^{me} courbes se raccorderont aux quantités près de cet ordre, ou que la distance DD' est un infiniment petit de même ordre que $\mu^{\frac{1+1}{2}}$.

Mais je dois faire ici la même observation que plus haut; les séries (1) auxquelles on parvient de la sorte ne sont pas convergentes bien qu'elles puissent rendre des services si on les manie avec précaution.

~~Aussi n'insisterai-je pas davantage sur tous ces points et ai-je hâte d'arriver aux cas où les séries (1) convergent.~~

D'après ce que nous avons vu au § 5 (1^{re} partie, chapitre III) et rappelé dans le paragraphe précédent, il existe des surfaces asymptotiques ayant pour équations:

$$(4) \quad \begin{aligned} x_1 &= \xi_1^0 + \xi_1^1 \sqrt{\mu} + \xi_1^2 \mu + \dots, \\ x_2 &= \xi_2^0 + \xi_2^1 \sqrt{\mu} + \xi_2^2 \mu + \dots \end{aligned}$$

Nous conserverons à ces équations le même numéro (4) que dans le paragraphe précédent.

Voyons d'abord quelles conséquences nous pouvons immédiatement déduire des principes posés dans les paragraphes cités.

- 1°. Les fonctions ξ_i^k sont périodiques par rapport à y_1 .
- 2°. Elles sont finies et réelles.

Il existe donc des régions, où, au moins pendant un certain temps, y_2 (dans le cas où l'on suppose $n_2 = 0$) ou $n_2 y_1 - n_1 y_2$ (dans le cas général) conservent des valeurs finies. C'est ce fait que les astronomes expriment d'ordinaire en disant qu'il y a libration. On peut se demander si ces régions de libration sont données de solutions périodiques.

De même en envisageant d'autres surfaces asymptotiques la région R_1 et la région R_2 se trouveront de nouveau subdivisées en trois régions partielles.

Occupons-nous maintenant des régions de libration et en particulier de R_2 et voyons si cette région peut comme R_1 être subdivisée en trois régions partielles. Il suffit pour cela de démontrer que dans la région R_2 on peut faire passer une infinité de courbes fermées représentant des solutions périodiques.

On peut le arriver par les considérations suivantes.
Ecrivons les équations:

H s'en rendre compte.

(4)

$$x_1 = x_1^0 + \mu x_1^1,$$

$$x_2 = x_2^0 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N}(|F_1| + C_1)} + \mu x_2^1.$$

Ces équations sont à des quantités près de l'ordre μ celles de surfaces que nous avons construites (voir figure 8); elles satisfont donc approximativement aux équations (3) du § 2. Quant à u_2^1 c'est une fonction de y_1 et de y_2 qui ne diffère de x_2^1 que par une fonction de y_1 de telle sorte que

$$\frac{du_2^1}{dy_1} = \frac{dx_2^1}{dy_1}.$$

Cette fonction u_2^1 doit d'ailleurs rester toujours finie.

Je me propose de modifier la forme de la fonction F qui entre dans nos équations différentielles de façon que ces équations (4) satisfassent exactement aux équations (3) du § 17.

Je cherche donc une fonction F^* telle que les équations:

(5)

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF^*}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{dF^*}{dy_2},$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF^*}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF^*}{dx_2},$$

admettent des surfaces trajectoires représentées précisément par ces équations (4).

Voici comment nous déterminerons cette fonction F^* .

Observons d'abord que x_1^0 et x_2^0 sont déterminés par les deux équations simultanées

$$F_0(x_1^0, x_2^0) = C, \quad \frac{dF_0}{dx_1^0} = 0.$$

On peut tirer de ces deux équations x_1^0 et x_2^0 en fonctions de C . Nous regarderons donc désormais x_1^0 et x_2^0 comme des fonctions connues de C .

D'autre part $[F_1]$ est une fonction de y_1 , de x_1^0 et de x_2^0 , ce qui nous permet de le regarder comme une fonction connue de y_1 et de C .

Les équations (4) nous donneront par conséquent x_1 et x_2 en fonctions de y_1 , de y_2 , de C et de C_1 .

Remarquons que si x_1 et x_2 sont définis par ces équations

$$x_1 dy_1 + x_2 dy_2 = dS$$

est une différentielle exacte, de sorte que:

$$\frac{dx_1^0}{dy_1} = \frac{dx_2^0}{dy_2}.$$

Résolvons maintenant les équations (4) par rapport à C et C_1 , il viendra

$$C = F^*(x_1, x_2, y_1, y_2),$$

$$C_1 = \Phi^*(x_1, x_2, y_1, y_2).$$

La fonction F^* est ainsi définie et on aura en employant la notation de JACOB:

$$[F^*, \Phi^*] = 0,$$

ce qui signifie que

$$\Phi^* = \text{const.}$$

est une intégrale des équations (2).

La solution la plus générale de ces équations (2) s'écrit alors:

$$(2) \quad \frac{dS}{dy_1} = x_1, \quad \frac{dS}{dy_2} = x_2, \quad \frac{dS}{dC} = C + t, \quad \frac{dS}{dC_1} = C_1,$$

C et C_1 étant deux nouvelles constantes d'intégration.

249

Cherchons à former effectivement F^* ou du moins à nous rendre compte de l'ordre de grandeur de la différence:

$$F - F^*.$$

Or x_1^2 est défini par la condition suivante:

$$F(x_1^2 + \mu x_1^2, x_2^2 + \sqrt{\mu} x_1^2) = C$$

doit être une quantité de même ordre que $\mu\sqrt{\mu}$. (Cf. l'équation (11) du § 2).

Donc comme $\frac{dF}{dx_1^2}$ est nul, la fonction

$$F(x_1^2 + \mu x_1^2, x_2^2 + \sqrt{\mu} x_1^2 + \mu u_2^2) = C$$

sera encore de même ordre que $\mu\sqrt{\mu}$, quelle que soit la fonction u_2^2 .

D'ailleurs on a identiquement:

$$F^*(x_1^2 + \mu x_1^2, x_2^2 + \sqrt{\mu} x_1^2 + \mu u_2^2) = C.$$

Donc la différence

$$F - F^*$$

regardée comme fonction de μ , de C , de C_1 , de y_1 et de y_2 est de l'ordre de $\mu\sqrt{\mu}$.

Posons maintenant:

$$\xi_2\sqrt{\mu} = x_2 - x_2^2.$$

Des deux équations (1) on tirera facilement C_1 et C en fonctions de x_1 , ξ_2 , y_1 , y_2 et μ ; on voit alors sans peine que C et C_1 peuvent être développés suivant les puissances positives de $\sqrt{\mu}$, les coefficients étant des fonctions finies de x_1 , de ξ_2 , de y_1 et de y_2 .

Nous venons de voir que $F - F^*$ est une fonction de μ , de y_1 , de y_2 , de C et de C_1 dont le développement suivant les puissances de μ commence par un terme en $\mu\sqrt{\mu}$; si nous y remplaçons C et C_1 par leurs valeurs en fonctions de μ , de x_1 , de ξ_2 , de y_1 et de y_2 , nous verrons que cette différence $F - F^*$ est une fonction développée suivant les puissances de μ , dont les coefficients dépendent de x_1 , ξ_2 , y_1 et y_2 et qui commence par un terme en $\mu\sqrt{\mu}$.

Par conséquent la fonction:

$$\frac{F - F^*}{\mu\sqrt{\mu}} = F^*(\mu, x_1, \xi_1, y_1, y_2)$$

ne devient pas infinie pour $\mu = 0$.

Par le changement de variable que nous venons de faire les équations (f) deviennent:

$$\begin{aligned} \text{(f')} \quad \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF^*}{dy_1}, & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF^*}{dx_1}, \\ \frac{d\xi_1}{dt} &= \frac{dF^*}{\sqrt{\mu} dy_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF^*}{\sqrt{\mu} d\xi_1}. \end{aligned}$$

De même les équations proposées:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}$$

doivent se réduire à:

$$\begin{aligned} \text{(f)} \quad \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, \\ \frac{d\xi_1}{dt} &= \frac{dF}{\sqrt{\mu} dy_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{\sqrt{\mu} d\xi_1}. \end{aligned}$$

Nous formerons en outre les équations suivantes:

$$\begin{aligned} \text{(f'')} \quad \frac{dx_1}{dt} &= \frac{d}{dz} (F^* + zF^*), & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{d}{dz} (F^* + zF^*), \\ \frac{d\xi_1}{dt} &= \frac{d}{\sqrt{\mu} dz} (F^* + zF^*), & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{d}{\sqrt{\mu} dz} (F^* + zF^*), \end{aligned}$$

qui se réduisent à (f') pour $z = 0$ et à (f) pour $z = \mu\sqrt{\mu}$.

D'après ce que nous avons vu plus haut, les équations (f'') et par conséquent les équations (f') peuvent s'intégrer exactement; nous en avons donné par les équations (x) la solution générale.

Si l'on discute cette solution générale et si on cherche à la construire en conservant le même mode de représentation géométrique que

dans les paragraphes précédents, on verra qu'il existe une infinité de surfaces trajectoires fermées.

Ces surfaces qui ont pour équation:

$$(\S) \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_1^2 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C_1)} + \mu x_1^2}{x_1^2 + \mu x_1^2}$$

diffèrent peu des surfaces que nous avons construites dans le § 3 et dont l'équation s'écrivait:

$$(\S) \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_1^2 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C_1)}}{x_1^2}.$$

Elles ont même forme générale que les surfaces définies par l'équation $(\S)$. Si donc nous faisons les mêmes hypothèses que dans le § 3 au sujet des maxima et des minima de $[F_1]$, deux de nos surfaces $(\S)$ seront des surfaces fermées à courbe double; ce seront celles qui correspondent aux valeurs $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$ de la constante C_1 . Les autres se composent de une ou deux nappes fermées.

La surface fermée à courbe double sera pour nos équations $(\S)$ une surface asymptotique et elle partagera l'espace en trois régions comme nous l'avons dit plus haut.

Parmi ces régions, je distingue la région R_2 comprise entre les deux nappes qui est une région dite de libration et je me propose de montrer que dans cette région, on peut tracer une infinité de trajectoires fermées correspondant à des solutions périodiques.

Revenons en effet aux équations (α) qui nous font connaître la solution générale des équations $(\S)$ et $(\S)$. D'après la forme des équations $(\S)$, nous pouvons écrire:

$$S = ay_1 + by_2 + \theta(y_1, y_2) + \sqrt{\frac{2\mu}{N}} \int \sqrt{([F_1] + C_1)} dy_2,$$

a et b étant des fonctions de C et de C_1 seulement et $\theta(y_1, y_2)$ une fonction réelle et périodique de y_1 et de y_2 .

On en déduit:

$$C_1 = \frac{dS}{dC_1} = \frac{da}{dC_1} y_1 + \frac{db}{dC_1} y_2 + \frac{d\theta}{dC_1} + \sqrt{\frac{\mu}{2N}} \int \frac{dy_2}{\sqrt{([F_1] + C_1)}}.$$

Nous donnerons à C_1 une valeur déterminée qui devra être plus petite que $-\varepsilon_1$ puisque nous nous supposons placés dans la région R_2 .

La surface fermée qui correspond à cette valeur de C_1 présentant les mêmes connexions que le tore, nous pouvons en faire le tour de deux manières différentes: 1° en regardant y_2 comme constant; 2° en regardant y_1 comme constant.

Quand on aura fait le tour de la surface en regardant y_2 comme constant, y_1 aura augmenté de 2π et $\frac{dS}{dC_1}$ aura augmenté de

$$2\pi \frac{da}{dC_1}.$$

Quand on aura fait le tour de la surface en regardant y_1 comme constant, y_2 sera revenu à la même valeur, mais l'intégrale

$$\int \frac{dy_1}{\sqrt{(|F_1| + C_1)}}$$

aura augmenté d'une certaine période v définie comme il suit:

Supposons que les valeurs de y_2 pour lesquelles le radical $\sqrt{(|F_1| + C_1)}$ est réel soient les valeurs comprises entre η_1 et η_2 , on aura:

$$v = 2 \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{dy_1}{\sqrt{(|F_1| + C_1)}}.$$

Quand notre intégrale augmentera de v , $\frac{dS}{dC_1}$ augmentera de

$$v \sqrt{\frac{\mu}{2N}}.$$

Pour que la solution qui correspond à cette valeur de C_1 soit périodique, il faut donc et il suffit que ces deux quantités:

$$2\pi \frac{da}{dC_1} \quad \text{et} \quad v \sqrt{\frac{\mu}{2N}}$$

soient commensurables entre elles.

Cette condition sera évidemment satisfaite pour une infinité de va-

253.

leurs de C_1 ; notre région R_1 contient donc une infinité de trajectoires fermées, représentant des solutions périodiques.

Ainsi si K est un nombre commensurable quelconque, l'équation:

$$(f) \quad 2\pi \frac{da}{dC_1} = Kv \sqrt{\frac{\mu}{2N}}$$

(qui contient C_1 parce que $\frac{da}{dC_1}$ et v sont des fonctions de C_1) nous donnera une valeur de C_1 correspondant à une solution périodique.

Pour discuter cette équation, il me faut chercher ce que c'est que $\frac{da}{dC_1}$.

Il me suffit pour cela de rappeler que:

$$a = x_1^2 + \mu[x_1^2]$$

et que:

$$F_0(x_1^2 + \mu x_1^2, x_2^2 + \sqrt{\mu} x_2^2) + \mu F_1(x_1^2, x_2^2, y_1, y_2)$$

doit se réduire à C aux quantités près de l'ordre de $\mu\sqrt{\mu}$. On en conclut:

$$-n_1 x_1^2 - \frac{N}{2} (x_2^2)^2 + F_1(x_1^2, x_2^2, y_1, y_2) = 0$$

d'où

$$-n_1[x_1^2] - C_1 - [F_1] + [F_1] = 0$$

et:

$$\frac{da}{dC_1} = -\frac{\mu}{n_1}.$$

$\frac{da}{dC_1}$ est donc une constante, indépendante de C_1 , de sorte que l'équation (f) peut s'écrire

$$(g) \quad \frac{v}{\sqrt{\mu}} = \text{const.}$$

Pour discuter cette équation nouvelle, il convient de chercher comment varie v quand on fait varier C_1 depuis $-\varphi_1$ jusqu'à $-\varphi_2$.

Pour $C_1 = -\varphi_1$, v est infini; C_1 variant depuis $-\varphi_1$ jusqu'à $-\varphi_2$, v décroît d'abord jusqu'à un certain minimum, pour croître ensuite de nouveau jusqu'à l'infini.

254

Pour $C_1 < -\varphi_3$, v peut admettre deux valeurs correspondant aux deux nappes de la surface et que l'on peut envisager séparément. (Cf. figure 7.)

La première nappe de la surface reste réelle quand C_1 est compris entre $-\varphi_3$ et $-\varphi_2$; la valeur correspondante de v décroît depuis l'infini jusqu'à un certain minimum quand C_1 décroît depuis $-\varphi_3$ jusqu'à $-\varphi_2$.

La seconde nappe de la surface reste réelle quand C_1 est compris entre $-\varphi_2$ et $-\varphi_1$; la valeur correspondante de v décroît depuis l'infini jusqu'à un certain minimum quand C_1 décroît depuis $-\varphi_2$ jusqu'à $-\varphi_1$.

Ainsi v admet trois minima au moins et reste toujours supérieur à une certaine limite positive.

Si donc nous regardons l'équation (7) comme définissant C_1 en fonction de μ , C_1 sera fonction continue de μ , mais nous pourrions prendre μ assez petit pour que cette équation n'admette aucune racine.

Ainsi il est certain qu'il existe toujours une infinité de solutions périodiques; mais quand on fera décroître μ , toutes ces solutions disparaîtront l'une après l'autre.

Il résulte de ce qui précède que les équations (4) admettent pour $z = 0$ une infinité de solutions périodiques; les principes du chapitre III (1^{re} partie) nous permettent d'affirmer qu'il y en a encore une infinité pour les valeurs suffisamment petites de z . Comme μ est très petit, nous pouvons conclure qu'il existera une infinité de solutions périodiques pour $z = \mu\sqrt{\mu}$, c'est à dire pour les équations (3) qui sont déduites par un changement de variable très simple des équations proposées.

Par conséquent, si nous revenons à ces équations proposées, nous voyons que dans la région de libration R_2 il y a une infinité de trajectoires fermées représentant des solutions périodiques.

Mais si faisant décroître μ d'une manière continue, on suit une de ces trajectoires fermées, on la verra se déformer aussi d'une façon continue et disparaître ensuite pour une certaine valeur de μ . Ainsi pour $\mu = 0$ toutes les solutions périodiques de la région R_2 auront disparu l'une après l'autre. Ce n'est pas ainsi que se comportaient les solutions périodiques étudiées dans le chapitre III (1^{re} partie) et qui subsistaient encore pour $\mu = 0$.

On peut démontrer que dans le voisinage d'une trajectoire fermée représentant une solution périodique, soit stable, soit instable, il passe

H il semble
très probable.

Nous allons
d'ailleurs
prouver rigoureusement
par une voie toute
différente

une infinité d'autres trajectoires fermées. Cela ne suffit pas, en toute rigueur, pour conclure que toute région de l'espace, si petite qu'elle soit, est traversée par une infinité de trajectoires fermées,¹ mais cela suffit pour donner à cette hypothèse un haut caractère de vraisemblance.

~~Je regrette également de ne pouvoir montrer ici, comment le théorème IV du chapitre II (1^{re} partie) peut être utilisé pour l'étude de la distribution des trajectoires fermées dans l'espace.~~

CHAPITRE II.

Résumé général des résultats.

§ 1. Résultats positifs.

Nos résultats s'appliquent aux équations de la dynamique toutes les fois qu'il n'y a que deux degrés de liberté; ils s'appliquent donc spécialement à un cas particulier du problème des trois corps qui est celui

- 1° où la masse de la planète troublée étant nulle, le mouvement de la planète troublante reste Képlerien.
- 2° où l'excentricité de la planète troublante est nulle, celle de la planète troublée pouvant être quelconque.
- 3° où l'inclinaison des orbites est nulle.

Lorsqu'il n'y a que deux degrés de liberté, la situation du système peut être représentée par la position d'un point dans l'espace, ce qui permet d'énoncer les résultats obtenus sous une forme géométrique.

Toute solution peut être représentée par une courbe gauche appelée trajectoire; les trajectoires fermées correspondent aux solutions périodiques.

Il y a toujours une infinité de trajectoires fermées, mais ces trajectoires fermées peuvent être réparties en deux classes:

¹ Les travaux récents de M. CANTON nous ont appris en effet (pour employer le langage de ce savant géomètre) qu'un ensemble peut être parfait, sans être compact.

1°. Les trajectoires stables. Si la position initiale du point représentatif est très voisine d'une trajectoire stable, ce point restera éternellement très près de cette trajectoire.

2°. Les trajectoires instables qui ne jouissent pas de la même propriété.

Il y a une infinité de trajectoires fermées stables et une infinité de trajectoires fermées instables.

Dans le voisinage d'une trajectoire fermée instable, il y a une infinité de trajectoires dites asymptotiques qui jouissent de la propriété suivante:

Le point représentatif qui parcourt une trajectoire asymptotique — pour $t = -\infty$ infiniment rapproché de la trajectoire fermée correspondante; il s'en éloigne asymptotiquement, finit par en être très éloigné, puis s'en rapproche asymptotiquement de manière à en être de nouveau infiniment près pour $t = +\infty$.

On voit sans peine qu'il doit exister des trajectoires qui s'éloignent asymptotiquement d'une trajectoire fermée instable et d'autres qui s'en rapprochent asymptotiquement, mais le résultat difficile à établir et véritablement inattendu, c'est que ce sont les mêmes trajectoires asymptotiques, qui après s'être éloignées asymptotiquement d'une trajectoire fermée se rapprochent ensuite asymptotiquement de la même trajectoire fermée.

L'ensemble des trajectoires asymptotiques relatives à une même solution périodique instable, forme une surface dite asymptotique.

Les surfaces asymptotiques sont des surfaces fermées à courbe double présentant les mêmes connexions que la surface qu'engendrerait la révolution d'un limaçon à point double ou d'une lemniscate autour d'un axe ne rencontrant pas la courbe.

Chacune de ces surfaces partage donc l'espace en trois régions.

Dans chacune de ces trois régions, il y a encore une infinité de trajectoires fermées instables, et par conséquent une infinité de surfaces asymptotiques. — Il en résulte que chacune de ces trois régions peut à son tour être subdivisée en trois autres et ainsi de suite.

Cette subdivision peut être continuée à l'infini et on peut la pousser assez loin pour que le volume de chaque région partielle soit aussi petit qu'on le veut.

920.

~~Note 19~~

Ainsi que je viens de le dire, l'aperçu qui précède ne suffirait pas pour établir rigoureusement l'existence des solutions périodiques du 2^e genre. Voici comment nous y parviendrons.

Supposons ^{donc} que ~~entre~~ ^{différentielle} nos équations, nous éliminons d'abord le temps, qui n'y entre que par sa différentielle dt ,

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}$$

nous éliminons d'abord le temps qui n'y entre que par sa différentielle dt , que nous tirons ensuite x_2 en fonction de x_1, y_1 et y_2 de l'équation $F=C$.

Nos équations d-

et cherchons une solution périodique ^{du 1^{er} genre} de période T ; quand t augmentera de T , y_1 et y_2 augmentant de $n_1 T$ et de $n_2 T$, je supposerai comme plus haut

$$n_1 T = 2\pi \quad n_2 = 0.$$

Cela fait, ~~est~~ ^{est} ~~donc~~ ^{donc} ~~provenant~~ ^{provenant} de l'équation

$$F=C$$

nous pourrions tirer x_2 en fonction de x_1, y_1 et y_2 , en substituant x_2 par la valeur ainsi obtenue, on trouve:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF}{dx_2}$$

en éliminant dt ~~les~~ ^{les} seconds membres pouvant être regardés comme des fonctions connues de x_1, y_1 et y_2 . Enfin en éliminant dt il vient:

$$(A) \quad \frac{dx_1}{dy_1} = X, \quad \frac{dy_1}{dy_2} = Y$$

X et Y étant des fonctions connues de x_1, y_1 et y_2 , périodiques de période 2π par rapport à y_1 .

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(y_1), \quad y_2 = \varphi_2(y_1)$$

la solution périodique considérée qui sera de période 2π par rapport à y_1 , je suppose que cette solution périodique soit celle que nous avons définie plus haut au § 2 (chapitre II) ^{et} ~~qui~~ ^{représente} ~~est~~ ^{sur} la figure du § 2 (chapitre II) par la courbe fermée isolée de la surface $C_1 = -\varphi_2$. Ce sera donc une solution périodique stable, elle admettra deux exposants caractéristiques α et $-\alpha$ réels et de signe contraire et dont le réel sera réel négatif.

Soit maintenant

$$x_1 = \varphi_1(y_1) + \xi_1, \quad y_1 = \varphi_2(y_1) + \xi_2$$

une solution peu différente de la première. Soient conformément aux notations du Chapitre III (~~1^{re} partie~~) β_1 et β_2 les valeurs initiales β_1 et de ξ_1 pour $y_1 = 0$, et $\beta_1 + \varphi_1$, $\beta_2 + \varphi_2$ les valeurs initiales de ξ_1 et de ξ_2 pour $y_1 = 2k\pi$. (~~l'entier~~) (~~nombre~~) La solution sera périodique de période $2k\pi$ si l'on a:

$$(2) \quad \psi_1 = \psi_2 = 0.$$

On voit que φ_1 et φ_2 pourront se développer suivant les puissances de β_1 et β_2 et que ces fonctions dépendront en outre de μ .

Quand si on regarde un instant β_1 , β_2 et μ comme les coordonnées d'un point dans l'espace, les équations (2) représentent une certaine courbe gauche et à chaque point de cette courbe gauche correspond une solution périodique. Il est clair que φ_1 et φ_2 s'accroissent avec β_1 et β_2 , en effet si l'on fait $\xi_1 = 0$, $\xi_2 = 0$, on obtient, d'après la définition de ξ_1 et de ξ_2 , une solution périodique de période 2π qui peut aussi être regardée comme périodique de période $2k\pi$.

241, §20.

La courbe (2) comprend donc d'abord l'axe des μ tout entier. Je me propose de démontrer que si, pour $\mu = \mu_0$, on a $k\pi$ est multiple de $2i\pi$, il existe une autre branche de la courbe (2) qui passera par le point

$$\mu = \mu_0, \quad \beta_1 = 0, \quad \beta_2 = 0$$

et par conséquent que pour les valeurs de μ voisines de μ_0 , il existe d'autres solutions périodiques que $\xi_1 = \xi_2 = 0$.

Posons $\mu - \mu_0 = \lambda$ et cherchons à développer φ_1 et φ_2 suivant les puissances de β_1 , de β_2 et de λ .

Calculons d'abord les termes du 1^{er} degré par rapport à β_1 et à β_2 .

Je dis d'abord que pour $\lambda = 0$, c'est à dire pour $\mu = \mu_0$, tous ces termes sont nuls.

En effet supposons que les ξ soient assez petits pour qu'on en puisse négliger les carrés. Nous avons vu dans la 1^{re} partie que dans ce cas, les ξ satisfont à un système de deux équations différentielles linéaires, que nous avons appelées équations aux variations des équations (2). Nous avons vu également que ces équations linéaires admettent deux intégrales remarquables; que la première de ces intégrales est multipliée par $e^{2i\pi}$ quand y_1 augmente de 2π , et que l'autre est multipliée par $e^{-2i\pi}$.

Pour $\lambda = 0$, $k\pi$ est un multiple de $2i\pi$ de sorte que $e^{2i\pi}$ et $e^{-2i\pi}$ sont deux

820.

racines $K\pi$ de l'unité. Donc nos deux intégrales se reproduisent quand y , augmenté de $2K\pi$. Comme l'équation linéaire, l'intégrale générale est une combinaison linéaire des deux intégrales remarquables, et elle ne change pas non plus quand y , augmenté de $2K\pi$.

Comme ϕ_1 et ϕ_2 sont précisément les accroissements que subissent ξ_1 et ξ_2 quand y , passe de la valeur 0 à la valeur $2K\pi$; ϕ_1 et ϕ_2 doivent être nuls; mais, cela n'est vrai que quand ξ_1 et ξ_2 (ou f_1 et f_2) sont assez petits pour qu'on puisse en négliger les carrés; ce seront ^{donc} seulement les termes de ϕ_1 et ϕ_2 qui sont du 1^{er} degré en f_1 et f_2 qui seront nuls.

C. L. F. D.

On Soient:

$a f_1 + b f_2$ les termes du premier degré de ϕ_1

$c f_1 + e f_2$ les termes du premier degré de ϕ_2 .

Nous venons de voir que pour $\lambda = 0$

$$a = b = c = e = 0.$$

Soit encore pour $\lambda = 0$:

$$\frac{da}{d\lambda} = a', \quad \frac{db}{d\lambda} = b', \quad \frac{dc}{d\lambda} = c', \quad \frac{de}{d\lambda} = e'.$$

Je dis que

$$a' + e' = 0. \quad a' + e' = 0.$$

En effet l'équation en S

$$(a-S)(e-S) - bc = 0$$

admet pour racines (cf. $\int \frac{f(x)}{g(x)} dx$, III, 1^{re} P. 10)

$$S = 1 - e^{-2K\pi}, \quad S = 1 - e^{-2K\pi}$$

pour $\lambda = 0$, ces deux racines sont nulles; si λ est assez petit pour qu'on puisse en négliger le carré, elles seront égales à:

$$\pm 2K\pi \frac{da}{d\lambda}$$

L'équation en S :

$$(a'-S)(e'-S) - b'e' = 0$$

aura donc pour racines

$$S = \pm 2K\pi \frac{da}{d\lambda}$$

et comme ces deux racines sont égales et de signe contraire on aura:

$$a' + e' = 0$$

De plus a' , e' , b' et c' ne seront pas nuls à la fois en général. En effet cela ne pourrait avoir lieu que si $\frac{da}{d\lambda} = \frac{de}{d\lambda}$ était nul. Or μ est une quantité choisie de

63259

telle sorte que d (qui est une fonction de μ) soit commensurable avec $2\pi n$. Or $\frac{d}{d\mu}$ ne pourrait s'annuler ~~pour~~ pour toutes les valeurs commensurables de $\frac{d}{2\pi n}$ qu'en s'annulant identiquement; alors d serait une constante (qui devrait d'ailleurs être nulle ~~?~~ puisque $d=0$ pour $\mu=0$) ce qui n'a pas lieu en général.

Now, avons en que pour $\lambda=0$ les termes du 1^{er} degré de ψ_1 et de ψ_2 s'annulent identiquement. Supposons qu'il en soit de même des termes du 2^e degré, du 3^e degré, etc., du $m-1$ ^e degré, mais que les termes du m ^e degré ne s'annulent pas identiquement dans ψ_1 et dans ψ_2 pour $\lambda=0$. Soit θ_1 l'ensemble des termes du m ^e degré de ψ_1 pour $\lambda=0$, soit θ_2 l'ensemble des termes du m ^e degré de ψ_2 pour $\lambda=0$. Ainsi θ_1 et θ_2 sont deux polynômes homogènes du m ^e degré en f_1 et f_2 et de ces deux polynômes l'un au moins ne s'annule pas identiquement.

Posez:

$$\psi_1 = a'\lambda f_1 + b'\lambda f_2 + \theta_1 + \omega_1,$$

$$\psi_2 = c'\lambda f_1 - a'\lambda f_2 + \theta_2 + \omega_2.$$

Alors ω_1 et ω_2 seront des termes du second un ensemble de termes qui seront ou bien du $(m+1)$ ^e degré au moins par rapport aux f , ou bien du second degré au moins par rapport aux f et du 1^{er} degré au moins par rapport à λ , ou bien du 1^{er} degré au moins par rapport aux f et du 2^e degré au moins par rapport à λ .

Je me propose de démontrer que l'on peut tirer des équations (f) f_1 et f_2 ^{en série} ordonnées suivant les puissances $f_1 = f_2 = 0$ de $\lambda^{\frac{1}{m-1}}$ et dont tous les termes ne sont pas nuls.

Mais il faut d'abord que je démontre que l'on a identiquement

$$\frac{d\theta_1}{df_1} + \frac{d\theta_2}{df_2} = 0.$$

En effet il existe un invariant intégral positif. Nous en concluons qu'il existe une intégrale

$$\iint \Phi(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2.$$

qui a la même valeur pour une aire quelconque appartenant à la portion de surface sans contact $y_1=0$ et pour toute sa conséquence.

De plus la fonction Φ est positive. Donc $\Phi(0,0)$ n'est pas nul; en multipliant la fonction Φ par un facteur convenable, nous pourrions donc toujours supposer:

$$\Phi(0,0) = 1.$$

Mais le point:

$$\xi_1 = b_1 + \psi_1, \quad \xi_2 = b_2 + \psi_2, \quad y_1 = 2K\pi$$

est le K^{e} conséquent du point:

$$\xi_1 = b_1, \quad \xi_2 = b_2, \quad y_1 = 0.$$

On aura donc pour une aire quelconque:

$$\iint \Phi(\psi_1, \psi_2) (d\psi_1 + d\psi_2) (d\psi_1 + d\psi_2)$$

$$\iint \Phi(b_1 + \psi_1, b_2 + \psi_2) (d\psi_1 + d\psi_2) (d\psi_1 + d\psi_2) = \iint \Phi(b_1, b_2) db_1 db_2.$$

d'où l'identité:

$$(x) \quad \Phi(b_1 + \psi_1, b_2 + \psi_2) \left[\frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_1} \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_2} - \frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_2} \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_1} \right] = \Phi(b_1, b_2)$$

Nous supposons $\lambda = 0$, nous aurons donc:

$$\psi_1 = \theta_1 + \omega_1, \quad \psi_2 = \theta_2 + \omega_2.$$

Les θ ne contiennent ^{alors} que des termes du m^{e} degré et les ω que des termes du $(m+1)^{\text{e}}$ degré ou de degré supérieur.

Si alors on tire le résultat de la quatrième différence:

$$\Phi(b_1 + \psi_1, b_2 + \psi_2) - \Phi(b_1, b_2)$$

ne contient que des termes du n^{e} degré au moins par rapport aux ψ_1 et ψ_2 .

Si l'on convient de négliger les termes du m^{e} degré et de degré supérieur, on pourra écrire:

$$\Phi(b_1 + \psi_1, b_2 + \psi_2) = \Phi(b_1, b_2)$$

On aura, en négligeant toujours les termes du m^{e} degré:

$$\frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_1} = \frac{d\theta_1}{d\psi_1} + 1 + \frac{d\omega_1}{d\psi_1}, \quad \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_2} = 1 + \frac{d\theta_2}{d\psi_2}$$

$$\frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_2} = \frac{d\theta_1}{d\psi_2}, \quad \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_1} = \frac{d\theta_2}{d\psi_1}$$

et

$$\frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_1} \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_2} - \frac{d(b_1 + \psi_1)}{d\psi_2} \frac{d(b_2 + \psi_2)}{d\psi_1} = 1 + \frac{d\theta_1}{d\psi_1} + \frac{d\theta_2}{d\psi_2}$$

de sorte qu'en ^{identifiant} dans l'identité (x) tous les termes de degré inférieur à m , on arrive à la relation:

$$\Phi(b_1, b_2) \left(\frac{d\theta_1}{d\psi_1} + \frac{d\theta_2}{d\psi_2} \right) = 0.$$

Dans cette relation, nous ne devons conserver que les termes de degré $n-1$ au plus, de sorte qu'il reste:

$$\frac{d\theta_1}{d\psi_1} + \frac{d\theta_2}{d\psi_2} = 0$$

C. 2, F. D.

Posons:

$$\lambda = \pm \eta^{m-1}, \quad \theta_1 = \gamma_1 \eta, \quad \theta_2 = \gamma_2 \eta$$

on voit que θ_1 et θ_2 devraient être divisibles par η^m ; de sorte et ω_1 et ω_2 par η^{m+1} de sorte qu'on peut poser:

$$\theta_1 = \eta^m \theta'_1, \quad \theta_2 = \eta^m \theta'_2, \quad \omega_1 = \eta^{m+1} \omega'_1, \quad \omega_2 = \eta^{m+1} \omega'_2$$

d'où:

$$\gamma_1 = \pm \eta^m (a' \gamma_1 + b' \gamma_2) + \eta^m \theta'_1 + \eta^{m+1} \omega'_1$$

$$\gamma_2 = \pm \eta^m (c' \gamma_1 - a' \gamma_2) + \eta^m \theta'_2 + \eta^{m+1} \omega'_2$$

de sorte que nos équations (1) peuvent être remplacées par les suivantes:

$$(1) \quad \pm (a' \gamma_1 + b' \gamma_2) + \theta'_1 + \eta \omega'_1 = 0$$

$$(2) \quad \pm (c' \gamma_1 - a' \gamma_2) + \theta'_2 + \eta \omega'_2 = 0$$

Il est clair qu'on peut tirer de ces équations γ_1 et γ_2 en séries ordonnées suivant les puissances de η et sans que ces séries soient identiquement nulles.

Pour cela, En vertu du Théorème IV § 2, ~~(voir la 1^{re} partie)~~ il nous suffit qu'on cela d'établir:

1^o que les deux équations (2) ~~admettent~~, quand on y fait $\eta = 0$ admettent au moins un système de solutions réelles:

$$\gamma_1 = \gamma_1^0, \quad \gamma_2 = \gamma_2^0$$

2^o que si l'on fait:

$$\eta = 0, \quad \gamma_1 = \gamma_1^0, \quad \gamma_2 = \gamma_2^0$$

le déterminant fonctionnel des premiers membres des deux équations (2) par rapport à γ_1 et à γ_2 n'est pas nul.

Cela revient à dire que, pour les équations (2) réduites par la supposition de $\eta = 0$, la solution

$$\gamma_1 = \gamma_1^0, \quad \gamma_2 = \gamma_2^0$$

doit être une solution simple.

Maïs, en vertu des théorèmes ~~de~~ V et VI (§ 2 ~~voir la 1^{re} partie~~) et de leurs corollaires, on peut encore développer γ_1 et γ_2 suivant les puissances de η , quand même cette solution serait multiple, pourvu que l'ordre de multiplicité soit impair.

Nous sommes donc conduits à envisager les équations.

$$(1) \quad \pm (a' \gamma_1 + b' \gamma_2) + \theta'_1 = 0$$

$$(2) \quad \pm (c' \gamma_1 - a' \gamma_2) + \theta'_2 = 0$$

et nous devons chercher à démontrer que ces équations admettent au moins une solution

taille d'ordre impair.

De l'équation nous pouvons tirer la suivante:

$$(8) \quad (a'y_1 + b'y_2) \theta'_2 - (c'y_1 - a'y_2) \theta'_1 = 0.$$

Il est clair que θ'_1 et θ'_2 seront qui est homogène et dont on posera par conséquent le rapport $\frac{\theta'_1}{\theta'_2}$.

Il est clair que θ'_1 et θ'_2 sont formés avec y_1 et y_2 comme θ_1 et θ_2 avec f_1 et f_2 ; on aura donc:

$$\frac{d\theta'_1}{dy_1} + \frac{d\theta'_2}{dy_2} = 0$$

Cela prouve qu'il existe une polynôme f homogène et de degré $m+1$ en y_1 et y_2 et qui est tel que:

$$\theta'_1 = \frac{df}{dy_2}, \quad \theta'_2 = -\frac{df}{dy_1}$$

De même si nous posons:

$$f_1 = \frac{1}{2} (b'y_2^2 + 2a'y_1y_2 - c'y_1^2)$$

il vient:

$$a'y_1 + b'y_2 = \frac{df_1}{dy_2}, \quad c'y_1 - a'y_2 = -\frac{df_1}{dy_1}$$

de sorte que l'équation (8) peut s'écrire:

$$\frac{df_1}{dy_2} \frac{df}{dy_1} - \frac{df_1}{dy_1} \frac{df}{dy_2} = 0$$

Considérons l'expression:

$$H = \frac{f^2}{f_1^{m+1}}$$

Elle est homogène et de degré 0 par rapport à y_1 et y_2 ; elle ne dépend donc que du rapport $\frac{y_1}{y_2}$. Il est clair que le dénominateur f_1 ne peut jamais s'annuler.

En effet l'équation:

$$(a'-s)(b'-s) - b'c' = 0$$

doit avoir ses deux racines imaginaires, d'où:

$$a'e' - b'c' = -a'^2 - b'c' < 0.$$

d'où:

$$a'^2 + b'c' > 0$$

ce qui prouve que la forme quadratique f_1 est définie. L'expression H ne peut donc jamais devenir infinie. Elle admettra donc au moins un maximum. Pour ce maximum on devra avoir:

$$\frac{df_1}{dy_2} \frac{df}{dy_1} - \frac{df_1}{dy_1} \frac{df}{dy_2} = 0.$$

Ainsi l'équation (8) admet au moins une racine réelle. Elle sera en général simple

en tout cas, elle sera toujours d'ordre impair, car un maximum ne peut correspondre qu'à une racine d'ordre impair.

Nous avons ~~tiré~~ de l'équation (5) le rapport $\frac{y_1}{y_2}$ ^{non} ~~soit~~ ^{pour} ~~donc~~ ^{pu} nous donner:

$$\frac{y_1}{y_2} = \frac{S_1 u}{S_2 u}, \quad y_1 = S_1 u, \quad y_2 = S_2 u$$

S_1 et S_2 étant des quantités que nous regarderons ~~de~~ comme.

Il nous reste maintenant à déterminer u . Pour cela dans la première des équations (5) je remplace y_1 et y_2 par $S_1 u$ et $S_2 u$, il vient:

$$\theta_1' = u^m \theta_1'', \quad \theta_2' = u^m \theta_2'', \quad \theta_2' = u^m \theta_2''.$$

θ_1'' étant formé avec S_1 et S_2 comme θ_1' avec y_1 et y_2 ; d'où:

$$\pm (a' S_1 + b' S_2) + \theta_1'' u^{m-1} = 0.$$

Cette équation doit déterminer u ; si m est pair elle aura une racine réelle; si m est impair (et c'est d'ailleurs ce qui arrivera en général) elle aura deux racines réelles, ou pas de racine réelle; elle aura deux racines réelles si θ_1'' et $\pm (a' S_1 + b' S_2)$ ont de signe contraire; mais on peut toujours grâce au double signe $\pm$, l'arranger pour qu'il en soit ainsi.

L'équation (6) admet donc au moins une racine réelle. De plus, cette racine est simple.

Il n'y aurait d'exception que si

$$a' S_1 + b' S_2 = 0 \quad \text{ou} \quad \theta_1'' = 0.$$

Mais dans ce cas on remplacerait l'équation (6) par la suivante:

$$\pm (c' S_1 - a' S_2) + \theta_2'' u^{m-1} = 0$$

ou par une combinaison. Il n'y aurait donc plus de difficulté que si on avait à la fois:

$$a' S_1 + b' S_2 = c' S_1 - a' S_2 = 0$$

ou bien

$$\theta_1'' = \theta_2'' = 0.$$

La première circonstance ne peut pas se produire, à cause de l'inégalité:

$$a'' + b' c' > 0.$$

La seconde circonstance pourrait au contraire se présenter. Il peut se faire que l'équation (6) admette une racine telle que $\theta_1' = \theta_2' = 0$. Mais je dis que dans ce cas l'équation (6) admettra encore au moins une racine pour laquelle cette circonstance ne se produira pas.

En effet on a, identiquement:

$$m f = y_2 \theta_1' - y_1 \theta_2' \quad 249, §20.$$

Si donc:

$$\theta_1' = \theta_2' = 0$$

on aura $f = 0$ et puisque f , n'est jamais nul
 $H = 0$.

Il peut se faire en effet que l'expression H admette 0 comme maximum ou comme minimum. Mais cette expression n'est pas identiquement nulle puisque θ_1' et θ_2' ne sont pas tous deux identiquement nuls; de plus elle reste toujours finie; elle devient donc soit positive, soit négative; si elle devient positive, elle aura un maximum positif et différent de 0; si elle devient négative, elle aura un minimum négatif et différent de 0.

Ainsi l'équation (1) admet toujours au moins une racine réelle d'ordre impair telle que θ_1'' et θ_2'' ne s'annulent pas à la fois.

Donc les équations (1) ont au moins une solution réelle d'ordre impair.

Donc on peut trouver des séries qui ne sont pas identiquement nulles, qui sont développables suivant les puissances fractionnaires positives de $\mu - \mu_0$ et qui satisfont aux équations (1) quand on les substitue à β_1 et β_2 .

Donc il existe un système de solutions périodiques de période $2k\pi$ qui pour $\mu = \mu_0$ se confondent avec la solution

$$x_1 = \varphi_1(y_1), \quad y_2 = \varphi_2(y_2).$$

Ce sont les solutions périodiques du 2^e genre.

Comme aucune trajectoire ne peut passer d'une région dans l'autre, on doit conclure que la stabilité est rigoureusement démontrée; qu'il est possible, étant donnée la position initiale du point représentatif de la situation du système, de trouver une région d'où ce point ne pourra sortir et d'assigner à cette région, sinon *ses limites précises*, du moins des limites aussi rapprochées qu'on le veut de ces limites précises.

Il y a donc trois sortes de trajectoires:

1°. Les trajectoires fermées correspondant aux solutions périodiques et dont il est aisé par les principes du chapitre III (1^{ère} partie) de trouver les équations sous forme d'égalités où entrent des séries convergentes.

2°. Les trajectoires asymptotiques dont nous venons de parler en détail. En ce qui les concerne, nous avons donné dans le chapitre précédent le moyen de former l'équation des surfaces asymptotiques; quand on possèdera cette équation, on pourra en déduire l'équation des trajectoires asymptotiques elles-mêmes par une application convenable des principes des *Vorlesungen über Dynamik*.

3°. Les trajectoires les plus générales qui ne rentrent dans aucune des deux premières catégories.

Nous pouvons affirmer (théorème I, chapitre II, 1^{ère} partie) que si l'on envisage une portion de l'espace quelconque, si petite qu'elle soit, il y aura toujours des trajectoires qui la traverseront une infinité de fois.

Il est même hautement vraisemblable que toute portion de l'espace est traversée par une infinité de trajectoires fermées. S'il en est ainsi, et si nous considérons une trajectoire quelconque de la 3^{ème} catégorie, nous pouvons toujours trouver une trajectoire de l'une des deux premières catégories qui pendant un temps aussi long qu'on veut, s'en écarte aussi peu qu'on veut, ce qui permettrait de trouver l'équation avec telle approximation qu'on voudrait.

Divergence des séries de
§ 21. *Résultats négatifs* *M. Lindstedt*

Je voudrais terminer l'exposé des résultats généraux de ce mémoire en appelant particulièrement l'attention sur les conclusions négatives qui en découlent. Ces conclusions sont pleines d'intérêt, non seulement parce qu'elles font mieux ressortir l'étrangereté des résultats obtenus, mais parce qu'elles peuvent, en vertu précisément de leur nature négative, s'étendre

immédiatement aux cas plus généraux, tandis que les conclusions positives ne peuvent se généraliser sans une démonstration spéciale.

~~La plus importante de ces conclusions négatives peut s'énoncer ainsi:~~

~~En dehors de l'intégrale des forces vives, les équations de la dynamique n'admettent en général aucune intégrale qui soit à la fois une fonction analytique et uniforme.~~

~~Si en effet une pareille intégrale existait et si l'on avait:~~

$$\phi(x_1, x_2, y_1, y_2) = \text{const.},$$

~~ϕ étant une fonction uniforme, l'équation $\phi = \text{const.}$ devrait être l'équation générale des surfaces trajectoires fermées et en donnant à la constante différentes valeurs, on devrait retrouver les équations des diverses surfaces asymptotiques. Mais chaque surface asymptotique a une courbe double et en tous les points de cette courbe double les quatre dérivées partielles de ϕ devraient s'annuler.~~

~~Mais dans le voisinage d'une de ces courbes doubles passe une infinité d'autres courbes doubles de sorte que l'on devrait trouver dans le voisinage d'un point donné une infinité de courbes le long desquelles les quatre dérivées de ϕ s'annulent à la fois. Cette fonction ϕ ne saurait donc être analytique.¹~~

~~C. Q. F. D.~~

~~Ce résultat ne cesserait d'être vrai que dans le cas exceptionnel où les deux nappes d'une infinité de surfaces asymptotiques viendraient à se confondre en une seule.~~

~~En effet le raisonnement qui précède est en défaut si l'on peut admettre que dans une région déterminée, il n'y a pas de surface asymptotique à courbe double; pour cela il faut que quand la constante varie, entre certaines limites, l'équation:~~

$$\phi = \text{const.}$$

~~représente une série de surfaces sans courbe double s'enveloppant mutuellement. On peut alors intégrer complètement les équations différentielles et on reconnaît sans peine que, parmi ces surfaces sans courbe double,~~

~~¹ Cf. Note G.~~

267

~~Notes A~~

~~Sur la divergence des séries de M. Lindstedt.~~

J'ai annoncé plus haut sans démonstration que les séries proposées par M. LINDSTEDT ne sont pas convergentes. Je crois nécessaire de revenir sur ce sujet avec plus de détails, mais je veux auparavant rappeler en quoi consiste la méthode de M. LINDSTEDT. Je l'exposerai, il est vrai, avec des notations différentes de celles qu'avait adoptées ce savant astronome, car je désire, pour plus de clarté, conserver celles dont j'ai fait usage plus haut.

H je me propose d'abord de démontrer

Mettons les équations de la dynamique sous la même forme que dans la seconde partie du présent mémoire et écrivons:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{dF}{dy_2}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF}{dx_2}.$$

F sera une fonction donnée des quatre variables x_1, x_2, y_1 et y_2 et nous aurons:

$$F = F_0 + \mu F_1.$$

F_0 sera une fonction de x_1 et de x_2 , indépendante de y_1 et de y_2 ; μ sera un coefficient très petit, de sorte que μF_1 sera la fonction perturbatrice.

C'est en effet sous cette forme que se présentent les problèmes de la dynamique et en particulier les problèmes de la mécanique céleste.

Si μ était nul, x_1 et x_2 seraient des constantes. Si μ n'est pas nul mais très petit, et qu'on appelle ξ_1 et ξ_2 les valeurs initiales de x_1 et de x_2 , les différences $x_1 - \xi_1$ et $x_2 - \xi_2$ seront du même ordre de grandeur que μ .

Si donc nous appelons n_1 et n_2 les valeurs de $-\frac{dF_1}{dx_1}$ et de $-\frac{dF_2}{dx_2}$ pour $x_1 = \xi_1$, $x_2 = \xi_2$, les différences:

$$-\frac{dF_1}{dx_1} - n_1 \quad \text{et} \quad -\frac{dF_2}{dx_2} - n_2$$

seront du même ordre de grandeur que μ , ce qui nous permettra de poser:

$$-\frac{dF_1}{dx_1} - n_1 = \mu \varphi_1(x_1, x_2),$$

$$-\frac{dF_2}{dx_2} - n_2 = \mu \varphi_2(x_1, x_2),$$

φ_1 et φ_2 étant des fonctions de x_1 et de x_2 qui ne sont pas très grandes.

Les équations du mouvement s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \mu \frac{dF_1}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \mu \frac{dF_2}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= n_1 + \mu \left(\varphi_1 - \frac{dF_1}{dx_1} \right), & \frac{dy_2}{dt} &= n_2 + \mu \left(\varphi_2 - \frac{dF_2}{dx_2} \right). \end{aligned}$$

Supposons maintenant que x_1, x_2, y_1, y_2 au lieu d'être regardés *directement* comme des fonctions de t soient regardés comme des fonctions de deux variables:

$$w_1 \quad \text{et} \quad w_2$$

et que l'on pose:

$$w_1 = \lambda_1 t + \bar{w}_1, \quad w_2 = \lambda_2 t + \bar{w}_2.$$

$\bar{w}_1$ et $\bar{w}_2$ seront des constantes d'intégration arbitraires; λ_1 et λ_2 seront des constantes que la suite du calcul déterminera complètement.

Les équations du mouvement deviennent alors:

$$\begin{aligned} (1) \quad & \lambda_1 \frac{dx_1}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dx_1}{dw_2} - \mu \frac{dF_1}{dy_1} = 0, \\ & \lambda_1 \frac{dx_2}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dx_2}{dw_2} - \mu \frac{dF_2}{dy_2} = 0, \\ & \lambda_1 \frac{dy_1}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dy_1}{dw_2} - n_1 - \mu \left(\varphi_1 - \frac{dF_1}{dx_1} \right) = 0, \\ & \lambda_1 \frac{dy_2}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dy_2}{dw_2} - n_2 - \mu \left(\varphi_2 - \frac{dF_2}{dx_2} \right) = 0. \end{aligned}$$

269

Posons maintenant:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= x_1^0 + \mu x_1^1 + \mu^2 x_1^2 + \mu^3 x_1^3 + \dots, \\
 x_2 &= x_2^0 + \mu x_2^1 + \mu^2 x_2^2 + \mu^3 x_2^3 + \dots, \\
 (2) \quad y_1 - w_1 &= \mu g_1^1 + \mu^2 g_1^2 + \dots, \\
 y_2 - w_2 &= \mu g_2^1 + \mu^2 g_2^2 + \dots, \\
 \lambda_1 &= \lambda_1^0 + \mu \lambda_1^1 + \mu^2 \lambda_1^2 + \dots, \\
 \lambda_2 &= \lambda_2^0 + \mu \lambda_2^1 + \mu^2 \lambda_2^2 + \dots
 \end{aligned}$$

Je suppose que les coefficients λ_i^0 sont des constantes et que les coefficients g_i^1 et x_i^1 sont des séries trigonométriques ordonnées suivant les sinus et les cosinus des multiples de w_1 et de w_2 .

Je supposerai d'ailleurs comme je l'ai toujours fait jusqu'ici que F_1 est une série trigonométrique dépendant des sinus et cosinus des multiples de y_1 et de y_2 et que les coefficients de cette série sont des fonctions holomorphes de x_1 et de x_2 .

Dans ces conditions, si dans les premiers membres des équations (1) je substitue à la place de $\lambda_1, \lambda_2, y_1, y_2, x_1$ et x_2 leurs valeurs (2), j'aurai quatre fonctions développées suivant les puissances croissantes de μ et il est clair que les coefficients des diverses puissances de μ seront des séries ordonnées suivant les lignes trigonométriques des multiples de w_1 et w_2 .

J'appelle:

$$\Phi_1, \Phi_2, \Phi'_1 \text{ et } \Phi'_2$$

ces quatre fonctions.

Cela posé, le théorème de M. LINDSTEDT consiste en ceci:

Il est possible de déterminer les $2q + 2$ constantes

$$\begin{aligned}
 \lambda_1^0, \lambda_1^1, \dots, \lambda_1^q, \\
 \lambda_2^0, \lambda_2^1, \dots, \lambda_2^q,
 \end{aligned}$$

et les $4q$ séries trigonométriques:

$$\begin{aligned}
 x_1^1, \dots, x_1^q, \\
 x_2^1, \dots, x_2^q, \\
 y_1^1, \dots, y_1^q, \\
 y_2^1, \dots, y_2^q,
 \end{aligned}$$

de façon à annuler dans

$$\phi_1, \phi_2, \phi'_1 \text{ et } \phi'_2$$

les termes indépendants de μ et les coefficients des q premières puissances de μ , de façon, en d'autres termes, à satisfaire aux équations du mouvement aux quantités près de l'ordre de μ^{q+1} .

On trouve d'abord:

$$\lambda_1^0 = n_1, \quad \lambda_2^0 = n_2, \quad x_1^0 = \xi_1 + \omega_1, \quad x_2^0 = \xi_2 + \omega_2,$$

ω_1 et ω_2 étant des constantes d'intégration que nous supposons de l'ordre de μ .

Supposons que l'on ait déterminé par un calcul préalable:

$$\lambda_1^1, \lambda_1^2, \dots, \lambda_1^{q-1},$$

$$x_1^1, \dots, x_1^{q-1},$$

$$y_1^1, \dots, y_1^{q-1},$$

et que l'on se propose de déterminer

$$\lambda_1^q, \lambda_2^q, x_1^q, x_2^q, y_1^q, y_2^q.$$

Pour cela, écrivons que le coefficient de μ^q est nul dans ϕ_1, ϕ_2 et ϕ'_1, ϕ'_2 .

Il vient:

$$n_1 \frac{dx_1^q}{d\omega_1} + n_2 \frac{dx_1^q}{d\omega_2} = X_1,$$

$$n_1 \frac{dx_2^q}{d\omega_1} + n_2 \frac{dx_2^q}{d\omega_2} = X_2,$$

$$n_1 \frac{dy_1^q}{d\omega_1} + n_2 \frac{dy_1^q}{d\omega_2} + \lambda_1^q = Y_1,$$

$$n_1 \frac{dy_2^q}{d\omega_1} + n_2 \frac{dy_2^q}{d\omega_2} + \lambda_2^q = Y_2,$$

X_1, X_2, Y_1 et Y_2 étant des fonctions connues.

X_1, X_2, Y_1 et Y_2 sont des séries trigonométriques en ω_1 et ω_2 .

Pour que l'intégration des équations (3) soit possible, il faut:

1° que le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ soit incommensurable, ce qu'il est toujours permis de supposer.

2° que dans les séries trigonométriques X_1 et X_2 , les termes tout connus soient nuls. Il en est effectivement ainsi, mais la démonstration de ce fait important est délicate et ne saurait trouver place ici; je me borne à dire qu'elle doit être fondée sur l'emploi des invariants intégraux.

3° que dans les séries trigonométriques Y_1 et Y_2 , les termes tout connus se réduisent à λ_1^i et λ_2^i ; comme λ_1^i et λ_2^i sont deux inconnues, nous déterminerons ces inconnues par cette condition.

L'intégration des équations (3) est alors possible. Leur intégration introduira quatre constantes arbitraires. A chaque approximation nouvelle, nous aurons ainsi quatre constantes d'intégration de plus; nous leur donnerons des valeurs quelconques et nous ne conserverons d'autres constantes arbitraires que ω_1 , ω_2 , $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$.

Ainsi les séries de M. LINDSTEDT sont des séries trigonométriques en ω_1 et ω_2 ; elles sont développées suivant les puissances de μ et aussi suivant les puissances des deux constantes $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$.

Ces séries d'après le théorème de M. LINDSTEDT, satisfont *formellement* aux équations du mouvement. Si donc elles étaient uniformément convergentes, elles nous donneraient l'intégrale générale de ces équations.

Je dis que cela n'est pas possible.

En effet supposons qu'il en soit ainsi et que nos séries convergent uniformément pour toutes les valeurs du temps et pour les valeurs suffisamment petites de μ , de ω_1 et de ω_2 .

Il est clair que λ_1 et λ_2 sont aussi des séries ordonnées suivant les puissances de μ , ω_1 et ω_2 . Pour certaines valeurs de ω_1 et ω_2 le rapport $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ est commensurable. Les solutions particulières qui répondent à ces valeurs des constantes d'intégration sont alors des solutions périodiques.

Nous avons vu plus haut que toute solution périodique admet un certain nombre d'exposants caractéristiques. Voyons comment on peut calculer ces exposants quand on possède l'intégrale générale des équations données.

272

Soit:

$$\begin{aligned}x_1 &= \phi_1(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2), & x_2 &= \phi_2(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2), \\y_1 &= \psi_1(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2), & y_2 &= \psi_2(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2)\end{aligned}$$

cette intégrale générale.

Supposons qu'en donnant à $\omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ des valeurs déterminées $\omega_1^0, \omega_2^0, \bar{\omega}_1^0, \bar{\omega}_2^0$, les fonctions $\phi_1, \phi_2, \psi_1, \psi_2$ deviennent périodiques en t . Pour avoir les exposants caractéristiques de la solution périodique ainsi obtenue, nous formerons les seize dérivées partielles:

$$\begin{aligned}\frac{dx_1}{d\omega_1}, \frac{dx_2}{d\omega_1}, \frac{dy_1}{d\omega_1}, \frac{dy_2}{d\omega_1}, \\ \frac{dx_1}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dx_2}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dy_1}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dy_2}{d\bar{\omega}_1}, \\ \frac{dx_1}{d\omega_2}, \frac{dx_2}{d\omega_2}, \frac{dy_1}{d\omega_2}, \frac{dy_2}{d\omega_2}, \\ \frac{dx_1}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dx_2}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dy_1}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dy_2}{d\bar{\omega}_2}\end{aligned}$$

et nous y ferons ensuite

$$\omega_1 = \omega_1^0, \quad \omega_2 = \omega_2^0, \quad \bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_1^0, \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_2^0.$$

Alors $\frac{dx_1}{d\omega_1}$ par exemple prendra la forme suivante:

$$\frac{dx_1}{d\omega_1} = e^{\alpha_1} \theta_1(t) + e^{\alpha_2} \theta_2(t) + e^{\alpha_3} \theta_3(t) + e^{\alpha_4} \theta_4(t),$$

les α étant des constantes et les θ des fonctions périodiques.

Les α sont alors les exposants caractéristiques cherchés.

Appliquons cette règle au cas qui nous occupe. Nous avons:

$$x_1 = \varphi_1(\omega_1, \omega_2, w_1, w_2),$$

φ_1 étant périodique en w_1 et en w_2 .

Il vient alors:

$$\frac{dx_1}{d\bar{\omega}_1} = \frac{d\varphi_1}{dw_1}, \quad \frac{dx_1}{d\omega_1} = \frac{d\varphi_1}{d\omega_1} + \left(\frac{d\lambda_1}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_1} + \frac{d\lambda_2}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_2} \right) t.$$

Les trois fonctions:

$$\frac{d\varphi_1}{dw_1}, \frac{d\varphi_2}{dw_2} \quad \text{et} \quad \frac{d\lambda_1}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_1} + \frac{d\lambda_2}{d\omega_2} \frac{d\varphi_2}{dw_2}$$

sont périodiques en w_1 et w_2 et par conséquent en t .

On trouverait pour $\frac{dx_1}{d\omega_1}$ et $\frac{dx_2}{d\omega_2}$ des expressions analogues.

Cela prouve que les exposants caractéristiques sont nuls.

Donc, si les séries de M. Lindstedt étaient convergentes, tous les exposants caractéristiques seraient nuls.

Dans quel cas en est-il ainsi?

Nous avons vu plus haut la manière de calculer les exposants caractéristiques (1^{ère} partie, chapitre III, §§ 2 et 4).

Dans ce dernier paragraphe nous avons vu que les exposants caractéristiques relatifs aux équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF_i}{dy_i} + \mu \frac{dF_i}{dx_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF_i}{dx_i} - \mu \frac{dF_i}{dy_i}$$

pouvaient se développer suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$; nous avons appris à former l'équation qui donne le coefficient α_i de $\sqrt{\mu}$.

Rappelons comment se forme cette équation:

Nous avons posé dans le paragraphe cité

$$C_{ii}^0 = -\frac{d^2 F_i}{dx_i dx_i}, \quad B_{ii}^0 = \frac{d^2 F_i}{dy_i dy_i}.$$

Dans ces dérivées secondes on suppose x_1 et x_2 remplacés par x_1^0 et x_2^0 , pendant que y_1 et y_2 sont remplacés par $n_1 t + \bar{\omega}_1$, $n_2 t + \bar{\omega}_2$.¹ C_{ii}^0 est donc une constante et B_{ii}^0 une fonction périodique de t . J'appelle b_{ii} le terme tout connu de cette fonction périodique.

Posons ensuite:

$$\begin{aligned} e_{11} &= b_{11} C_{11}^0 + b_{12} C_{21}^0, & e_{21} &= b_{21} C_{11}^0 + b_{22} C_{21}^0, \\ e_{12} &= b_{11} C_{12}^0 + b_{12} C_{22}^0, & e_{22} &= b_{21} C_{12}^0 + b_{22} C_{22}^0. \end{aligned}$$

¹ Inutile de rappeler ici que ces valeurs de x_1^0 , x_2^0 , n_1 , n_2 sont celles qui correspondent à la solution périodique étudiée; ce ne sont pas celles dont nous avons fait usage plus haut dans l'exposé de la méthode de M. LINDSTEDT. Le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ est donc commensurable.

L'équation qui nous donne α_i s'écrira alors:

$$\begin{vmatrix} e_{11} - \alpha_i^2 & e_{12} \\ e_{21} & e_{22} - \alpha_i^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Pour que cette équation ait toutes ses racines nulles, il faudrait que l'on eût:

$$e_{11} + e_{22} = 0$$

(4)

$$b_{11}C_{11}^2 + 2b_{12}C_{12}^2 + b_{22}C_{22}^2 = 0.$$

Or on a comme je l'ai démontré dans le paragraphe cité

$$n_1b_{11} + n_2b_{12} = n_1b_{21} + n_2b_{22} = 0.$$

Il faut donc pour que l'identité (4) ait lieu ou bien que:

(5)

$$b_{11} = 0$$

ou bien que:

(6)

$$n_1^2C_{11}^2 - 2n_1n_2C_{12}^2 + n_2^2C_{22}^2 = 0.$$

Occupons-nous d'abord de la relation (5). Si nous faisons dans la fonction perturbatrice F_1

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad y_1 = n_1t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2t + \bar{\omega}_2$$

F_1 deviendra une fonction périodique de t . Supposons cette fonction périodique développée en série trigonométrique, et soit ϕ le terme tout connu; ϕ sera une fonction périodique de $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$ et il viendra:

$$b_{11} = \frac{d^2\phi}{d\bar{\omega}_1 d\bar{\omega}_1}.$$

Nous devons donc avoir:

(7)

$$\frac{d^2\phi}{d\bar{\omega}_1^2} = 0.$$

Nous pourrions toujours supposer que l'origine du temps a été choisi

de telle sorte que $\bar{\omega}_2$ soit nul et que ϕ soit fonction périodique de $\bar{\omega}_1$ seulement.

De plus la relation (7) devrait être (si les séries de M. LINDSTEDT convergeaient) satisfaite identiquement. Et en effet si l'on admettait la convergence de ces séries, il y aurait une infinité de solutions périodiques correspondant à chaque valeur commensurable du rapport $\frac{n_1}{n_2}$.

Si la relation (7) est une identité et si ϕ est une fonction périodique, cette fonction devra se réduire à une constante.

Voyons ce que cela veut dire:

La fonction perturbatrice F_1 étant périodique par rapport à y_1 et à y_2 pourra s'écrire:

$$F_1 = \sum A_{m_1 m_2} \cos(m_1 y_1 + m_2 y_2) + \sum B_{m_1 m_2} \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2),$$

les m_1 et les m_2 étant des entiers, pendant que $A_{m_1 m_2}$ et $B_{m_1 m_2}$ sont des fonctions données de x_1 et de x_2 .

On aura alors

$$\phi = S A_{m_1 m_2}^0 \cos(m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2) + S B_{m_1 m_2}^0 \sin(m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2),$$

la sommation représentée par le signe S s'étendant à tous les termes tels que

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 = 0,$$

et $A_{m_1 m_2}^0$ et $B_{m_1 m_2}^0$ représentant ce que deviennent $A_{m_1 m_2}$ et $B_{m_1 m_2}$ quand on y remplace x_1 et x_2 par x_1^0 et x_2^0 .

Comme les termes périodiques doivent disparaître de ϕ , on aura

$$A_{m_1 m_2}^0 = B_{m_1 m_2}^0 = 0.$$

Ainsi les coefficients $A_{m_1 m_2}$ et $B_{m_1 m_2}$ du développement de la fonction perturbatrice doivent s'annuler quand on y donne à x_1 et à x_2 des valeurs telles que:

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 = 0.$$

Ou bien encore on doit pouvoir donner au rapport $\frac{n_1}{n_2}$ des valeurs commensurables sans introduire dans la fonction perturbatrice F_1 des termes séculaires.

Il est clair qu'il n'en est pas ainsi dans le cas particulier du problème des trois corps que nous avons examiné et qu'on n'y peut donner au rapport des moyens mouvements une valeur commensurable sans introduire dans la fonction perturbatrice des termes séculaires.

Passons maintenant à la condition (6) qui peut s'écrire

$$\left(\frac{dF_2}{dx_1}\right)^2 \frac{d^3F_2}{dx_1^3} - 2 \frac{dF_2}{dx_1} \frac{dF_2}{dx_2} \frac{d^3F_2}{dx_1 dx_2} + \left(\frac{dF_2}{dx_2}\right)^2 \frac{d^3F_2}{dx_2^3} = 0.$$

Elle exprime que la courbe

$$F_2(x_1, x_2) = \text{const.}$$

a un point d'inflexion au point $x_1 = x_1^0, x_2 = x_2^0$.

Comme cette condition doit être remplie pour toutes les valeurs de x_1^0 et de x_2^0 qui correspondent à un rapport $\frac{n_1}{n_2}$ commensurable, la courbe $F_2(x_1, x_2) = \text{const.}$ devra se réduire à un système de droites.

C'est un cas particulier que nous laisserons de côté; car il est évident que rien de pareil n'arrive dans le problème des trois corps.

Ainsi, dans le cas particulier du problème des trois corps que nous avons étudié et par conséquent aussi dans le cas général, les séries de M. Lindstedt ne convergent pas uniformément pour toutes les valeurs des constantes arbitraires d'intégration qu'elles contiennent.

On peut présenter cette démonstration sous une autre forme.

Soit:

$$(8) \quad \begin{aligned} x &= \theta_1(\mu, \omega_1, \omega_2, w_1, w_2), & x_2 &= \theta_2(\mu, \omega_1, \omega_2, w_1, w_2), \\ y_1 - w_1 &= \mu \theta'_1(\mu, \omega_1, \omega_2, w_1, w_2), & y_2 - w_2 &= \mu \theta'_2(\mu, \omega_1, \omega_2, w_1, w_2) \end{aligned}$$

les séries de M. LINDSTEDT. Nous avons vu que les fonctions θ et θ' sont ordonnées suivant les puissances de μ, ω_1 et ω_2 et qu'elles sont périodiques en w_1 et w_2 .

Des équations:

$$y_1 - w_1 = \mu \theta'_1, \quad y_2 - w_2 = \mu \theta'_2$$

nous pouvons par la formule de LAGRANGE tirer $y_1 - w_1$ et $y_2 - w_2$

$$\theta'_1 = \theta'_2 = 0$$

on aura $f=0$ et puisque f_1 n'est jamais nul

$$H=0.$$

Il peut se faire en effet que l'expression H admette ^{0 comme} un maximum ou comme minimum. Mais cette expression n'est pas identiquement nulle puisque θ'_1 et θ'_2 ne sont pas toujours deux identiquement nuls; de plus, elle reste toujours finie; elle devient donc soit positive, soit négative; si elle devient positive, elle aura un maximum positif et différent de 0; si elle devient négative, elle aura un minimum négatif et différent de 0.

Ainsi l'équation (3) admet toujours au moins une racine réelle d'ordre impair, telle que θ'_1 et θ'_2 ne s'annulent pas à la fois.

Donc les équations (E) ont au moins une solution réelle d'ordre impair.

Donc on peut trouver des séries qui ne sont pas identiquement nulles, qui sont développables suivant les puissances fractionnaires ^{positives} de $\mu - \mu_0$ et qui ^{satisfont} aux équations (F) quand on les substitue à f_1 et f_2 .

Donc il existe un système de solutions ^{périodiques} de période $2K\pi$ qui pour $\mu = \mu_0$ se confondent avec la solution

$$x_1 = \varphi_1(\gamma_1) \quad , \quad x_2 = \varphi_2(\gamma_1)$$

Ce sont les solutions périodiques du 2^e genre.

69 § 22. Non-existence des intégrales uniformes.~~Note 20.~~

Reprenons nos équations de la Dynamique avec deux degrés de liberté.

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i} \quad (i = 1, 2)$$

Les équations admettent une intégrale:

$$F = \text{const.}$$

qu'est cette intégrale F est une fonction analytique et uniforme de x_1, x_2, y_1, y_2 et μ ; périodique de période 2π par rapport à y_1 et à y_2 .

Je me propose de démontrer qu'il n'existe pas d'autre ~~seule~~ intégrale jouissant des mêmes propriétés.

Soit en effet:

$$\Phi = \text{const.}$$

une autre intégrale analytique et uniforme par rapport aux x , aux y et μ et périodique par rapport aux y .

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad y_1 = \varphi_3(t), \quad y_2 = \varphi_4(t)$$

une solution périodique quelconque (de période T) de nos équations différentielles.

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(t) + \xi_1, \quad x_2 = \varphi_2(t) + \xi_2, \quad y_1 = \varphi_3(t) + \xi_3, \quad y_2 = \varphi_4(t) + \xi_4$$

Soit β_i la valeur de ξ_i pour $t=0$, soit $\beta_i + \varphi_i$ la valeur de ξ_i pour $t=T$; nous savons que β_i, φ_i sont développables suivant les puissances croissantes des β . Considérons

l'équation (5):

$$\begin{vmatrix} \frac{d\varphi_1}{d\beta_1} - S & \frac{d\varphi_1}{d\beta_2} & \frac{d\varphi_1}{d\beta_3} & \frac{d\varphi_1}{d\beta_4} \\ \frac{d\varphi_2}{d\beta_1} & \frac{d\varphi_2}{d\beta_2} - S & \frac{d\varphi_2}{d\beta_3} & \frac{d\varphi_2}{d\beta_4} \\ \frac{d\varphi_3}{d\beta_1} & \frac{d\varphi_3}{d\beta_2} & \frac{d\varphi_3}{d\beta_3} - S & \frac{d\varphi_3}{d\beta_4} \\ \frac{d\varphi_4}{d\beta_1} & \frac{d\varphi_4}{d\beta_2} & \frac{d\varphi_4}{d\beta_3} & \frac{d\varphi_4}{d\beta_4} - S \end{vmatrix} = 0$$

Les racines de cette équation sont égales à

$$e^{i\pi} - 1$$

Les 4 étant les exposants caractéristiques; deux de ces racines sont donc nulles, et dans le cas particulier du problème des Trois Corps que nous traitons, les deux autres racines doivent être différentes de 0. Si

Je remarque d'abord que nous avons:

$$(Y) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_i} \frac{d\varphi_i}{d\beta_i} + \frac{dF}{dx_2} \frac{d\varphi_2}{d\beta_i} + \frac{dF}{dy_1} \frac{d\varphi_3}{d\beta_i} + \frac{dF}{dy_2} \frac{d\varphi_4}{d\beta_i} &= 0 \\ \frac{d\Phi}{dx_1} \frac{d\varphi_i}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dx_2} \frac{d\varphi_2}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dy_1} \frac{d\varphi_3}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dy_2} \frac{d\varphi_4}{d\beta_i} &= 0. \end{aligned} \quad (i = 1, 2, 3, 4)$$

822

Les conditions que

Dans les dérivées de F et de Φ ; x_1, x_2, y_1, y_2 doivent être remplacées par $q_1(T), q_2(T), q_3(T), q_4(T)$.

On peut en conclure ou bien que l'on a:

$$(1) \quad \frac{\frac{dF}{dx_1}}{\frac{d\Phi}{dx_1}} = \frac{\frac{dF}{dx_2}}{\frac{d\Phi}{dx_2}} = \frac{\frac{dF}{dy_1}}{\frac{d\Phi}{dy_1}} = \frac{\frac{dF}{dy_2}}{\frac{d\Phi}{dy_2}}$$

ou bien que le déterminant fonctionnel des ϕ par rapport aux β est nul ainsi que tous ses mineurs du 1^{er} ordre.

D'autre part on a, en désignant par $q_i'(t)$ la dérivée de $q_i(t)$.

$$(2) \quad \frac{d\phi_1}{d\beta_1} q_1'(0) + \frac{d\phi_2}{d\beta_2} q_2'(0) + \frac{d\phi_3}{d\beta_3} q_3'(0) + \frac{d\phi_4}{d\beta_4} q_4'(0) = 0 \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

$$(3) \quad \frac{dF}{dx_1} q_1'(0) + \frac{dF}{dx_2} q_2'(0) + \frac{dF}{dy_1} q_3'(0) + \frac{dF}{dy_2} q_4'(0) = 0$$

$$(4) \quad \frac{d\Phi}{dx_1} q_1'(0) + \frac{d\Phi}{dx_2} q_2'(0) + \frac{d\Phi}{dy_1} q_3'(0) + \frac{d\Phi}{dy_2} q_4'(0) = 0.$$

De ces équations on peut conclure ^{par un calcul très simple dont on trouvera plus loin le détail} que si tous les mineurs du déterminant fonctionnel ~~sont nuls~~ les équations (4) ne sont pas satisfaites.

On bien, on aura:

$$(5) \quad q_1'(0) = q_2'(0) = q_3'(0) = q_4'(0) = 0$$

On voit l'équation en S aura trois racines nulles (les quatre racines devraient même être nulles, puisque les exposants caractéristiques sont deux à deux égaux et de signe contraire)

Or nous savons que l'équation en S n'a que deux racines nulles; d'autre part les équations (5) ne peuvent être satisfaites que pour certaines solutions périodiques très particulières (je veux dire pour celles qui sont étudiées dans la Mécanique céleste de Lyapounov chapitre) et on le troisième corps décrit comme les deux premiers une circonférence.

Les équations (4) devront donc être satisfaites. Elles devront l'être pour:

$$x_1 = q_1(T), \quad x_2 = q_2(T), \quad y_1 = q_3(T), \quad y_2 = q_4(T)$$

Mais comme l'origine du temps est restée arbitraire, elles devront l'être également quel que soit t pour:

$$x_1 = q_1(t), \quad x_2 = q_2(t), \quad y_1 = q_3(t), \quad y_2 = q_4(t).$$

En d'autres termes, elles le seront pour tous les points de toutes les solutions périodiques. Je dis maintenant que ces équations sont satisfaites, i d'entendons, prenons par exemple.

$$f = \frac{d\Phi}{dx_2} \frac{dF}{dx_1} - \frac{d\Phi}{dx_1} \frac{dF}{dx_2}$$

Il est clair que f sera encore une fonction analytique et uniforme, on aura $f = 0$ pour tous les points de toutes les solutions périodiques. Je veux établir que f est identiquement nul; pour cela je vais montrer que l'on a identiquement pour $\mu = 0$:

$$0 = f = \frac{df}{dt} = \frac{d'f}{d\mu} = \dots$$

En effet considérons une solution périodique quelconque du 1^{er} genre, soit:

$$x_1 = \varphi_1(t, \mu), \quad x_2 = \varphi_2(t, \mu), \quad y_1 = \varphi_3(t, \mu), \quad y_2 = \varphi_4(t, \mu)$$

cette solution; les fonctions φ seront développables suivant les puissances de μ et quand μ tendra vers 0, elles tendront respectivement vers:

$$x_1^0, \quad x_2^0, \quad n_1 t + \omega_1, \quad n_2 t + \omega_2.$$

(x_1^0 et x_2^0 étant des constantes telles que $\frac{n_2}{n_1}$ soit commensurable et ω_1 et ω_2 deux les quantités définies dans le § 3 (1^{re} Partie, Chapitre III). Tant que μ n'est pas nul on a donc:

$$f[\varphi_1(t, \mu), \varphi_2(t, \mu), \varphi_3(t, \mu), \varphi_4(t, \mu)] = 0.$$

Mais la fonction f étant analytique et par conséquent continue, on aura encore pour $\mu = 0$ (bien que pour $\mu = 0$ les exposants caractéristiques s'annulent):

$$f(x_1^0, x_2^0, n_1 t + \omega_1, n_2 t + \omega_2) = 0$$

Mais si l'on considère un système quelconque de valeurs de x_1 et de x_2 on pourra toujours trouver un système x_1^0 et x_2^0 qui en diffère aussi peu que l'on voudra et qui correspondra à une valeur commensurable $\frac{n_2}{n_1}$. Soit alors:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

λ_1 et λ_2 étant deux entiers premiers entre eux. Nous choisissons t de façon que:

$$n_1 t + \omega_1 = y_1 + 2K\pi \quad (K \text{ entier})$$

On aura alors:

$$n_2 t + \omega_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} (y_1 + 2K\pi - \omega_1) + \omega_2$$

Si nous posons:

$$n_2 t + \omega_2 = y_2^0 + 2K'\pi \quad (K' \text{ entier})$$

on devra avoir:

$$f(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2^0) = 0.$$

Etant donnée une valeur quelconque de y_2 , on peut choisir les entiers K et K' de telle façon que la différence $y_2 - y_2^0$ soit plus petite en valeur absolue que $\frac{\pi}{\lambda_1}$. Mais nous pourrions toujours choisir x_1^0 et x_2^0 de façon que ce système de valeurs diffère aussi peu que l'on veut de x_1 et de x_2 , et que le rapport $\frac{n_2}{n_1}$ soit tel que le nombre entier λ_1 soit aussi grand que possible l'on veut.

Par conséquent, étant donné un système quelconque de valeurs de x_1, x_2, y_1 et y_2 , on pourra trouver un système de valeurs qui en diffèrent aussi peu qu'on voudra et pour lequel f sera nul. Comme la fonction f est analytique elle devra donc être identiquement nulle pour $\mu = 0$.

Cela posé, comme f est identiquement

$$f[\varphi_i(t, \mu)] = 0$$

quel que soient t et μ ; il vient, quand on remplace pour tous les points de la solution périodique:

$$\frac{df}{d\mu} + \frac{df}{dx_1} \frac{dy_1}{d\mu} + \frac{df}{dx_2} \frac{dy_2}{d\mu} + \frac{df}{dy_1} \frac{dx_1}{d\mu} + \frac{df}{dy_2} \frac{dx_2}{d\mu} = 0$$

Cette relation sera vraie en particulier pour

$$\mu = 0, \quad x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad y_1 = n_1 t + \omega_1, \quad y_2 = n_2 t + \omega_2.$$

Mais, quand μ est nul, f est identiquement nulle, par conséquent ses dérivées par rapport aux x et aux y sont nulles. On a donc:

$$\frac{df}{d\mu} = 0$$

pour $\mu = 0, x_i = x_i^0, y_i = n_i t + \omega_i$; et on en conclurait comme plus haut que $\frac{df}{d\mu}$ est identiquement nul pour $\mu = 0$.

On démontrerait de la même manière que $\frac{d^2 f}{d\mu^2}$, et les autres, dérivées de f par rapport à μ sont nulles pour $\mu = 0$.

Donc la fonction f est identiquement nulle et les équations (1) sont des identités.

Mais, s'il en est ainsi, cela veut dire que Φ est une fonction de F' , c'est-à-dire que les deux intégrales Φ et F' ne sont pas distinctes.

Nos équations ne comportent donc pas d'autre intégrale analytique et uniforme que $F' = \text{const.}$

Quand je dis que ces équations n'admettent pas d'intégrale uniforme, je ne veux pas dire seulement qu'elles n'ont pas d'intégrale qui reste analytique et uniforme pour toutes les valeurs des x , des y et de μ .

Je veux dire qu'en dehors de l'éq. intégrale F' , ces équations n'admettent pas d'intégrale qui ^{reste} analytique, uniforme (et périodique en y_1 et y_2) pour les y_1 et y_2 pour toutes les valeurs de y_1 et de y_2 et pour les valeurs suffisamment petits de μ , quand x_1 et x_2 parcourent un domaine quelconque, si petit d'ailleurs que soit ce domaine.

On sait que Bruns a démontré qu'en dehors des intégrales connues, le problème des trois corps n'admet pas d'intégrale algébrique. Le résultat se trouve donc confirmé par une voie entièrement différente.

J'ai annoncé plus haut que les équations (f), (g) et (e) entraînent forcément une des trois conséquences suivantes; ou bien les équations (d) sont satisfaites, ou bien ce sont les équations (f), ou bien l'équation en S a un moins trois racines nulles.

En effet formons la matrice suivante à 4 lignes et 5 colonnes,

$$(5) \quad \left\| \begin{array}{ccccc} \frac{d\psi_1}{dt_1} & \frac{d\psi_1}{dt_2} & \frac{d\psi_1}{dt_3} & \frac{d\psi_1}{dt_4} & \psi_1'(0) \\ \frac{d\psi_2}{dt_1} & \frac{d\psi_2}{dt_2} & \frac{d\psi_2}{dt_3} & \frac{d\psi_2}{dt_4} & \psi_2'(0) \\ \frac{d\psi_3}{dt_1} & \frac{d\psi_3}{dt_2} & \frac{d\psi_3}{dt_3} & \frac{d\psi_3}{dt_4} & \psi_3'(0) \\ \frac{d\psi_4}{dt_1} & \frac{d\psi_4}{dt_2} & \frac{d\psi_4}{dt_3} & \frac{d\psi_4}{dt_4} & \psi_4'(0) \end{array} \right\| \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

Si l'équation

Si les équations (f) et (e) sont satisfaites, sans que les équations (d) le soient, nous devons conclure que trois des déterminants obtenus en supprimant dans cette matrice deux colonnes, et une ligne sont nuls.

Si maintenant l'on fait subir aux x et aux y à x_1, x_2, y_1 et y_2 un changement linéaire de variables, les ψ et les ψ' subiront le même changement linéaire et la matrice (5) pourra être simplifiée.

On peut toujours supposer qu'on a choisi ce changement linéaire de telle sorte que

$$\frac{d\psi_i}{dt_k} = 0 \quad \text{pour } i < k.$$

Alors les produits trois à trois des quatre quantités

$$\frac{d\psi_1}{dt_1}, \frac{d\psi_2}{dt_2}, \frac{d\psi_3}{dt_3}, \frac{d\psi_4}{dt_4}$$

sont tous nuls, d'où il suit que deux ou moins de ces quantités sont nulles. On peut toujours supposer que le changement linéaire a été choisi de telle sorte que ce soient $\frac{d\psi_1}{dt_3}$ et $\frac{d\psi_2}{dt_4}$ qui soient nuls.

Si $\frac{d\psi_1}{dt_1}$ ou $\frac{d\psi_2}{dt_2}$ ou encore une des deux quantités $\frac{d\psi_1}{dt_1}$ et $\frac{d\psi_2}{dt_2}$ est encore nulle, l'équation en S aura trois racines nulles.

Si au contraire aucune de ces deux quantités n'est nulle, les équations (g) permettent de conclure que

$$\psi_1'(0) = \psi_2'(0) = 0.$$

En supprimant dans la matrice (5) la 3^e et la 4^e colonne et la 3^e ligne, on laisse la 3^e et la 4^e colonne et la 4^e ligne; il vient:

$$\frac{d\psi_1}{dt_1} \frac{d\psi_2}{dt_2} \psi_3'(0) = \frac{d\psi_1}{dt_1} \frac{d\psi_2}{dt_2} \psi_4'(0) = 0.$$

d'où on tire ce qui ne peut avoir lieu que si

$$\psi_1'(0) = \psi_2'(0) = \psi_3'(0) = \psi_4'(0) = 0$$

c'est à dire si les équations (f) sont satisfaites; ou bien si

$$\frac{d\psi_1}{dt_1} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\psi_2}{dt_2} = 0$$

c'est à dire si l'équation en S a trois racines nulles.

C.N.P.D.

IV.
CHAPITRE ~~III~~

Tentatives de généralisation.

§23. ~~Bellème des n corps.~~

Est-il permis d'espérer qu'on puisse étendre les résultats précédents aux cas où les équations de la dynamique comportent plus de deux degrés de liberté et par conséquent au cas général du problème des n corps?

C'est possible, mais ce ne sera pas sans un nouvel effort.

Je croyais, en commençant ce travail, que la solution du problème, une fois trouvée pour le cas particulier que j'ai traité, se généraliserait immédiatement sans qu'on ait à vaincre aucune difficulté nouvelle en dehors de celles qui sont dues au nombre plus grand des variables et à l'impossibilité d'une représentation géométrique. Je me trompais.

Aussi crois-je devoir insister un peu ici sur la nature des obstacles qui s'opposent à cette généralisation.

S'il y a p degrés de liberté, la situation du système peut être représentée par la position d'un point dans l'espace à $2p - 1$ dimensions. La plupart des conclusions de la première partie sont encore vraies et n'ont à subir aucun changement. Il existe donc une infinité de solutions périodiques représentées par des trajectoires fermées et se classant en stables et en instables, ou même en catégories plus nombreuses, d'après la nature de leurs exposants caractéristiques. Il existe aussi une infinité de solutions asymptotiques.

~~L'ensemble des trajectoires asymptotiques relatives à une même trajectoire fermée instable forme une multiplicité à p dimensions; il me semble très probable, quoique je n'aie pas achevé le calcul, que cette multiplicité est fermée (comme le sont les surfaces asymptotiques envisagées dans les chapitres qui précèdent); mais comme elle n'a que p dimensions, elle ne partage pas en deux ou plusieurs régions l'espace à $2p - 1$ dimensions, car du moment que $p > 2$, on a $2p - 1 > p + 1$.~~

~~Nous ne pouvons donc conclure à la stabilité.~~

il y en a une infinité qui sont sillonnées par une infinité de trajectoires fermées représentant des solutions périodiques. Ces surfaces ainsi sillonnées par des trajectoires fermées doivent être regardées comme des surfaces asymptotiques dont les deux nappes se sont confondues.

Il existe donc certainement des équations différentielles de la forme des équations de la dynamique qui admettent une intégrale analytique et uniforme, mais cela n'arrivera qu'exceptionnellement et l'on peut dire que l'on ne rencontrera de pareilles équations que si on les fabrique tout exprès.

Il est aisé de voir que ce cas exceptionnel ne se rencontrera pas dans le problème des trois corps. Pour qu'il se produisît, il faudrait en effet que la condition suivante fût remplie:

Soit

$$A^{m_1 m_2}(m_1 y_1 + m_2 y_2)$$

un terme quelconque de la fonction perturbatrice (A étant fonction de x_1 et de x_2 et m_1 et m_2 étant des entiers).

Il faudrait que A s'annulât toutes les fois que l'on aurait:

$$m_1 \frac{dF_1}{dx_1} + m_2 \frac{dF_2}{dx_2} = 0$$

ou du moins que cela arrivât pour une infinité de ces termes, à savoir pour tous ceux où le rapport $\frac{m_1}{m_2}$ serait compris entre certaines limites.

Il faudrait que tous les termes de la fonction perturbatrice disparaissent au moment où ils deviennent séculaires.

Or il n'en est pas ainsi; donc en dehors de l'intégrale des forces vives et dans le cas particulier qui nous occupe, le problème des trois corps n'admet pas d'intégrale analytique et uniforme.

Cela montre en même temps que les séries habituellement employées en mécanique céleste, et en particulier les séries de M. LINDSTEDT ne sont pas convergentes, car leur convergence entraînerait l'existence d'une intégrale analytique et uniforme.

Ainsi se trouve confirmé un résultat que M. BRUNS avait obtenu par une voie entièrement différente.

Les difficultés que l'on rencontrait autrefois en mécanique céleste et qui s'opposaient à la convergence des séries tenaient, comme on le sait, à la présence de certains petits diviseurs; j'ai trouvé le moyen de tourner ces difficultés et c'est ce qui m'a permis d'arriver pour le cas de $p = 2$ aux résultats que j'ai exposés dans ce travail; mais un obstacle analogue se dresse devant nous dès que $p > 2$. Si en effet les anciens petits diviseurs ont disparu, nous rencontrons de nouveaux petits diviseurs qui sont ceux que j'ai appelés (5) dans le § 5 (1^{re} partie, chapitre III). La difficulté étant de même nature que celle qui a déjà été vaincue, on peut espérer que des moyens analogues permettront d'en venir à bout, mais malgré mes efforts, je n'ai pu encore les trouver.

J'ai cherché également à étendre au cas général le calcul du § 17 (2^{me} partie, chapitre I) en laissant de côté la question de convergence qui ne peut être regardée comme résolue que dans le cas des multiplicités asymptotiques à p dimensions que nous venons de définir. Les séries qu'on obtient de la sorte peuvent en effet, même lorsqu'elles divergent, être utiles dans certains cas aux astronomes et peut-être guider les géomètres vers la solution définitive.

II Supposons trois degrés de liberté et reprenons les équations (1) du § 17 (2^{me} partie, chapitre III) en faisant les mêmes hypothèses que dans ce paragraphe.

Cherchons ensuite trois fonctions de y_1, y_2, y_3 :

$$x_1 = \phi_1(y_1, y_2, y_3),$$

$$x_2 = \phi_2(y_1, y_2, y_3),$$

$$x_3 = \phi_3(y_1, y_2, y_3),$$

satisfaisant aux équations:

$$\frac{dx_1}{dy_1} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_2}{dy_1} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_3}{dy_1} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_1} = 0,$$

$$\frac{dx_1}{dy_2} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_2}{dy_2} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_3}{dy_2} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_2} = 0,$$

$$\frac{dx_1}{dy_3} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_2}{dy_3} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_3}{dy_3} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_3} = 0,$$

284

ou, ce qui revient au même, aux équations:

$$F = C, \quad \frac{dx_1}{dy_1} = \frac{dx_2}{dy_2}, \quad \frac{dx_2}{dy_2} = \frac{dx_3}{dy_3}, \quad \frac{dx_3}{dy_3} = \frac{dx_1}{dy_1}.$$

Nous supposons que x_1, x_2, x_3 peuvent se développer suivant les puissances de μ ou de $\sqrt{\mu}$ et que pour $\mu = 0$, elles se réduisent à des constantes x_1^0, x_2^0, x_3^0 .

Nous poserons ensuite comme plus haut:

$$\frac{dF_1}{dx_1^0} = -n_1, \quad \frac{dF_2}{dx_2^0} = -n_2, \quad \frac{dF_3}{dx_3^0} = -n_3.$$

Si entre n_1, n_2, n_3 il n'y a aucune relation linéaire à coefficients entiers, on peut développer x_1, x_2 et x_3 suivant les puissances de μ ; chaque terme est périodique à la fois par rapport à y_1 , à y_2 et à y_3 . Mais il s'introduit de petits diviseurs.

Si entre n_1, n_2 et n_3 il y a une relation linéaire et une seule à coefficients entiers:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0,$$

les calculs peuvent se poursuivre absolument comme dans le § 2 du chapitre I. Les trois fonctions x_1, x_2 et x_3 se développent suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et elles sont au moins doublement périodiques, je veux dire qu'elles ne changent pas quand y_1, y_2 et y_3 augmentent d'un multiple de 2π de telle façon que $m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3$ ne change pas; il y a encore de petits diviseurs.

Il reste un troisième cas, le plus intéressant de tous, qui est celui où il y a entre n_1, n_2, n_3 deux relations linéaires à coefficients entiers:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0,$$

$$m'_1 n_1 + m'_2 n_2 + m'_3 n_3 = 0.$$

On peut alors développer x_1, x_2 et x_3 suivant les puissances de $\sqrt{\mu}$ et de façon que ces fonctions soient périodiques, je veux dire qu'elles ne changent pas quand y_1, y_2 et y_3 augmentent d'un multiple de 2π et de telle sorte que $m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3$ et $m'_1 y_1 + m'_2 y_2 + m'_3 y_3$ ne changent pas. Il n'y a plus de petits diviseurs, mais le calcul de ces fonctions n'est pas sans certaines difficultés.

En première approximation, la détermination de ces fonctions dépend de l'intégration d'un système d'équations différentielles qui ont la forme canonique des équations de la dynamique, *mais avec deux degrés de liberté seulement*. Dans presque toutes les applications, ces équations dépendront d'un paramètre très petit par rapport auquel on pourra développer, de manière qu'on pourra leur appliquer les conclusions des chapitres I et II (1^{ère} partie).

Dans les approximations suivantes, on n'aura plus à effectuer que des quadratures.

Ce n'est pas tout; le problème des n corps présente des difficultés spéciales qu'on ne rencontre pas dans le cas général. Sans doute ces difficultés ne sont pas aussi essentielles que celles dont j'ai signalé plus haut l'existence, et un peu d'attention doit permettre d'en triompher.

Mais j'en dois dire ici quelques mots.

Dans le problème des n corps, F_0 ne dépend pas de toutes les variables linéaires x_i ; par conséquent, non seulement le hessien de F_0 par rapport aux variables x_i est nul, mais le hessien d'une fonction arbitraire de F_0 est encore nul. (Cf. la note au bas de la page 103.) Cela vient du fait suivant: si $\mu = 0$, c'est à dire dans le mouvement Képlerien, les périhélies sont fixes.

Cette difficulté n'existait pas dans le cas que nous avons traité (1^{er} exemple, § 1, chapitre I, deuxième partie) parce que nous avons pris pour variable, non pas g longitude du périhélie, mais $g - t$. Elle n'existerait pas non plus avec une loi d'attraction autre que la newtonienne.

Voici quelles en sont les étranges conséquences:

Nous avons vu qu'il y a deux sortes de solutions périodiques: les solutions du 1^{er} genre, dont nous avons parlé dans le chapitre III (1^{ère} partie) et qui subsistent quelque petit que soit μ , et les solutions du 2^d genre dont nous avons parlé dans le § 5 (chapitre I, 2^{ème} partie) et qui disparaissent l'une après l'autre quand on fait décroître μ .

Dans le cas du problème des trois corps, si l'on fait $\mu = 0$, les orbites des deux petits corps se réduisent à deux ellipses Képlériennes. Que deviennent alors les solutions périodiques du 1^{er} genre quand on fait $\mu = 0$? En d'autres termes quelles sont les solutions périodiques des équations du mouvement Képlerien? les unes correspondent au cas

286

où les deux moyens mouvements sont commensurables. Mais il en est d'autres qu'il est plus malaisé d'apercevoir et sur lesquelles je dois insister.

Si $\mu = 0$, c'est que les masses des deux planètes sont infiniment petites et qu'elles ne peuvent agir l'une sur l'autre d'une manière sensible, à moins d'être à une distance infiniment petite l'une de l'autre. Mais si ces planètes passent infiniment près l'une de l'autre, leurs orbites vont être brusquement modifiées comme si elles s'étaient choquées. On peut disposer des conditions initiales de telle façon que ces chocs se produisent périodiquement et on obtient ainsi des solutions discontinues qui sont de véritables solutions périodiques du problème du mouvement képlérien et que nous n'avons pas le droit de laisser de côté.

Telles sont les raisons pour lesquelles j'ai renoncé, au moins momentanément, à étendre au cas général les résultats obtenus. Non seulement le temps me fait défaut, mais je crois qu'une pareille tentative serait prématurée.

En effet, je n'ai pu faire encore du cas particulier même auquel je me suis restreint une étude suffisamment approfondie. Ce n'est qu'après bien des recherches et des efforts que les géomètres connaîtront complètement ce domaine, où je n'ai pu faire qu'une simple reconnaissance, et qu'ils y trouveront un terrain solide d'où ils puissent s'élancer à de nouvelles conquêtes.

Mai 1888.

(2)

Table des matières.

Introduction

Première partie.

Généralités.

~~Chap. I. Notations et définitions.~~

Chap I Propriétés générales des équations différentielles.

✓ §1. Notations et définitions.

§2. Calcul des limites.

§3. Applications du calcul des limites aux équations aux dérivées partielles.

§4. Intégration des équations linéaires à coefficients périodiques

Chap II Théorie des invariants intégraux.

5 ✓ §1. Propriétés diverses des équations de la dynamique.

6 ✓ §2. Définition des invariants intégraux.

7 ✓ §3. Transformation des invariants intégraux.

8 ✓ §4. Usage des invariants intégraux.

Chap III Théorie des solutions périodiques.

9 ✓ §1. Existence des solutions périodiques.

10 ✓ §2. Exposants caractéristiques.

11 ✓ §3. Solutions périodiques des équations de la dynamique.

12 ✓ §4. Calcul des exposants caractéristiques.

13 ✓ §5. Solutions asymptotiques.

14 ✓ §6. Solutions asymptotiques des équations de la dynamique.

(2)

Deuxième partie.
Equations de la dynamique et problème
des n corps

~~Capitule I.~~

Chap. I. Etude des cas où il n'y a que deux
degrés de liberté.

15 § 1. Représentations géométriques diverses.

Chap. II. Etude des surfaces asymptotiques.

16 § 1. Repose du problème.

17 § 2. Première approximation.

18 § 3. Deuxième approximation.

19 § 4. Troisième approximation.

Chap. III. Résultats divers.

20 § 1. Solutions périodiques du 2^e genre.

21 § 2. Divergence des séries de M. Lindstedt.

22 § 3. Non-existence des intégrales uniformes.

Chap. IV. Tentatives de généralisation.

Table

Introduction	pages 1 et 2
Note 1	pages 1 bis, 2 bis, 3 et 4
Note 2	5, 6, 7.
Note 3	8
Note 4	9, 10
— 5	11, 12, 13, 14, 15
— 6	16
— 7	16, 17, 18
— 8	19, 20, 21
— 9	22. et 23
— 10	23
— 11	24 et 25.
— 12	26 à 30 incl.
— 13	31, à 32.
— 14	33 à 35.
— 15	36 à 37.
— 16	38 à 49.
— 16 bis	50 à 52.
— 17	53.
— 18	53 à 59
— 19	60 à 68
— 20	69 à 73.
Plan Général	74 à 79.

Plan Général.

P.

Introduction — D'après le texte manuscrit.

Première partie

Généralités.

Chapitre 1^{er}

Propriétés Générales des équations différentielles.

§1 Notation et Définitions.

Reproduire en entier ce § d'après le texte imprimé

§2 Calcul des Limites.

Reproduire d'après le texte imprimé dans la note E depuis le commencement de cette note jusqu'à la page 199 ligne 9 inclusivement, c'est à dire jusqu'à ces mots « un pareil choc ne peut se produire. » inclusivement.

Reproduire ensuite d'après le texte manuscrit la Note 1

Copier ~~le~~ ensuite le texte imprimé depuis la page 202 ligne 22, jusqu'à la page 203 ligne 14 c'est à dire depuis ces mots « Voici quel est ce théorème. » jusqu'à ceux-ci « développable suivant les puissances de x . »

Intercaler ensuite la Note 2 du texte manuscrit.

§3 Applications du Calcul des Limites
aux Equations aux Dérivées Partielles.Reproduire le texte imprimé depuis la page 205 ligne 9 c'est à dire depuis ces mots « Cauchy avait déjà appliqué. » jusqu'à ~~ceux~~ la fin de la Note E.§4 Intégration des Equations Linéaires
à Coefficients périodiques

Reproduire en entier la note D du texte imprimé.

Chapitre II

Théorie des Invariants Intégraux

§1 Propriétés Diverses des Equations de la Dynamique.

Reproduire en entier ce § d'après le texte imprimé.

§ 2 Définition des Invariants intégraux.

Reproduire ce § en entier d'après le texte imprimé avec les corrections indiquées en marge; ajouter ensuite ce qui suit:

Il me reste à démontrer les divers résultats que je viens d'énoncer; cette démonstration peut se faire par un calcul très simple.

Reproduire ensuite la Note C du texte imprimé.

§ 3 Transformation des invariants intégraux

Reproduire en entier ce § d'après le texte imprimé.

§ 4 Usage des Invariants intégraux.

Reproduire d'abord les 3 premières lignes de ce § d'après le texte imprimé en s'arrêtant à ces mots « cette position initiale. »

Intercaler ensuite la Note 3 du texte manuscrit:

Reprendre ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Je dis que ^{supposons $n=3$} ϕ est un invariant positif, » page 31 ligne 24 jusqu'à ceux-ci « une infinité de fois la région σ , C. L. F. D. » page 33 ligne 26 inclusivement.

Intercaler ensuite la Note 4 du texte manuscrit.

Reprendre ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Extension du théorème I; » page 33 ligne 27 jusqu'à ceux-ci « quelque petite que soit cette région » page 35 ligne 15.

Intercaler ensuite la Note 5 du texte manuscrit.

Reprendre ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Théorème II » page 35 ligne 16, jusqu'à ceux-ci « celle des courbes invariantes, » page 37 ligne 2. « qui coïncidera avec sa n^{e} conséquente. » page 37 ligne 22 inclusivement.

Intercaler ensuite la Note 6 du texte manuscrit.

Reproduire ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Dans la plupart des questions, » page 38 ligne 9 jusqu'à ceux-ci « qui se est très petit, » page 38 ligne 17.

Intercaler ensuite la Note 6 du texte manuscrit.

Reproduire le texte imprimé depuis ces mots « Par l'origine O passe » page 199 ligne 30 jusqu'à ceux-ci « C. L. F. D. » page 201 ligne 26.

Texte imprimé - depuis ces mots « Lemme » ^{Note} page 40 ligne 13, jusqu'à ceux-ci

Note 7 du texte manuscrit.

le fin de la page 40

Note 7 du texte manuscrit.

Chapitre III

Théorie des solutions périodiques

§1 Existence des solutions périodiques.

Reproduire ce § d'après le texte imprimé jusqu'aux mots « les équations (1) admettent une solution périodique » page 51 ligne 28.

Note 8 du texte manuscrit.

Reprendre le texte imprimé depuis ces mots « Dans ce qui précède, nous avons supposé. » page 56 ligne 23 jusqu'à la fin du §.

§2 Exposants caractéristiques.

Reproduire ce § d'après le texte imprimé.

§3 Solutions Périodiques des Equations de la Dynamique.

Reproduire le texte imprimé depuis le commencement du § jusqu'aux mots « lorsque p n'est plus égal à 0 » page 67 ligne 15.

Pour le § Ajouter ensuite à qui suit « Pour le prouver, je vais employer un raisonnement analogue à celui du § 4. »

Reprendre ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Supposons, maintenant que p » page 75 ligne 13 jusqu'à ceux-ci « (13) — — — $\Delta \omega_3 = 0$ » page 76 ligne 12.

Intercaler la note 9 du texte manuscrit.

Reprendre le texte imprimé depuis ces mots « Quand on aura dit de la sorte » page 76 ligne 24 jusqu'à ceux-ci « des sauts, d'ordre impair. » page 78 ligne 28 en ajoutant l'addition qui se trouve en marge.

Note 10 du texte manuscrit.

Texte imprimé depuis ces mots « Pour cela, je vais chercher. » page 67 ligne 16 jusqu'à ceux-ci « à ω_2 et ω_3 était nul » page 76 ligne 19.

Note 11 du texte manuscrit.

Texte imprimé depuis ces mots « ce que nous venons de dire » page 78 ligne 29 jusqu'à la fin du §.

Note 12 du texte manuscrit.

§4 Calcul des exposants caractéristiques.

Texte imprimé depuis le commencement du § jusqu'aux mots «

$$T_i = T_i^0 + T_i^1 V_i + T_i^2 p + T_i^3 p V_i + \dots$$

page 82 ligne 8.

Intercale ensuite la Note 12 du texte ~~imprimé~~ manuscrit.

Texte imprimé depuis ces mots

$$a \quad S_i^0 = 0, \quad T_i^0 = 0 \quad \gg$$

pag 82 ligne 10 jusqu'à la fin du §.

Note 13 du texte manuscrit.

§ 5 Solutions asymptotiques.

Texte imprimé depuis le commencement du § jusqu'à ces mots

$$a \quad h = \frac{n}{2} \gg$$

pag 93 ligne 13.

~~Note 14 du texte manuscrit.~~

Reprenez ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Nous allons nous placer maintenant »

page 93 ligne 27, jusqu'à ceux-ci « iront passer par la courbe fermée C »

page 95 ligne 24.

Note 14 du texte manuscrit.

§ 6 Solutions asymptotiques
des équations de la Dynamique.

Note 15 du texte manuscrit.

Texte imprimé depuis ces mots « Voyons par quel mécanisme » page 253 ligne 23

jusqu'à la fin de la Note I

Note 16 du texte manuscrit.

Deuxième Partie

Equations de la Dynamique et Problème de n corps

Chapitre 1^{er}

Etude des cas où il n'y a que deux degrés de liberté.

§ 1 Représentations géométriques Diverses.

Reproduire en entier le paragraphe d'après le texte imprimé

Chapitre II

§ 2

Etude

des surfaces asymptotiques.

§ 1

Exposé du problème — (Note 16 bis du texte manuscrit)

§ 2

1^{re} approximation

Reproduire le texte imprimé depuis le début du § 2 page 112 jusqu'à ces mots
« successivement $x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0$ » page 116 ligne 1.

Reprendre le texte imprimé depuis ces mots « Nous pouvons toujours supposer »
page 117 ligne 3 jusqu'à la fin de la page 117.

Note 17 du texte manuscrit

Texte imprimé depuis ces mots « Nous nous proposons dans ce qui va suivre » page 118
ligne 19 jusqu'à ceux-ci « de nouvelles simplifications dans nos équations » page 120, ligne
ligne 6.

Esquisse du plan général.

Ajouter ensuite ces mots:

« En égalant en effet l'équation (8) devenus en effet

$$x_2' = \sqrt{\frac{2}{N}} ([F_1] + C_1)$$

Reprendre ensuite le texte imprimé depuis le commencement de § 3 page 122 jusqu'à ces mots « $C_1 = -\varphi_1$ et $-\varphi_2$ » page 130 ligne 2, en ajoutant l'addition qui se trouve en marge de la page 130.

§ 3. Etude des Surfaces Asymptotiques.

Deuxième approximation.

Relater par ces mots

« Reprenons les équations (1) du paragraphe précédent et les hypothèses faites au début de ce paragraphe, et ajoutons

et reprendre ensuite le texte imprimé depuis ces mots « Ecrivons » page 220 ligne 23 jusqu'à ceux-ci « la fin de la Note F en tenant compte de l'importante correction de la page 240.

§ 4. Troisième approximation.

Note 18 du texte manuscrit.

Chapitre III

Résultats Divers.

§ 1. Solutions Périodiques du 2^e Genre.

Dans le chapitre précédent Commencer par ces mots »

« Dans le chapitre précédent et dans les § 2 et 3, nous avons construit ^{ou parti culier} des séries en supposant que l'on donne à C_1 une valeur l'autôt nulle l'autôt égale à $-\varphi_1$ ».

Reprendre le texte imprimé depuis ces mots « Supposons même tout au contraire » page 137 ligne 14 jusqu'à ceux-ci « si on les mène avec précaution » page 140 ligne 13.

Ajouter ensuite ces mots. « Il existe donc des régions, où, au moins pendant un certain temps, y_2 (sauf le cas où l'on suppose $n_2 = 0$) (et, plus généralement n_2, y_1, n_1, y_2) (dans le cas général) conservent des valeurs finies. C'est ce fait que les astronomes expriment d'ordinaire en disant qu'il y a libration. On peut se demander si les régions de libration sont sillonnées de solutions périodiques ».

Reprendre le texte imprimé depuis ces mots « On peut remarquer par les considérations ci-dessus » page 145 ligne 9 jusqu'à la fin du § 5 page 153.

Terminer par la Note 19 du texte manuscrit.

Divergence des séries de
§ 2 ~~Résultats négatifs~~ M. Lindström

Texte imprimé, depuis le commencement du § 2 page 155 jusqu'à ces mots:
« sans une démonstration spéciale » page 156 lignes 2.

Texte imprimé, depuis le commencement de la Note A page 163 jusqu'à ces
mots « constantes arbitraires d'intégration qu'elles contiennent » page 172 lignes

18. § 3 Non existence des intégrales uniformes.

Note 20 du Texte imprimé.

Chapitre IV

Tentatives de généralisation.

Reproduire ce chapitre conformément au texte imprimé en tenant compte de la
~~correction~~ ~~supplément~~ correction indiquée pages 158 et 159.