

Zeitschrift: L'Enseignement Mathématique
Herausgeber: Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique
Band: 33 (1934)
Heft: 1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE

Artikel: LIGNES ASYMPTOTIQUES ET ÉQUATION DE LA CHALEUR
Autor: Guigue, René
Kapitel: II. — Applications.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-26000>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 09.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

En résumé pour que l'équation (3) puisse être ramenée à l'équation de la chaleur, il faut que la fonction $f(x, y)$ soit telle que l'expression

$$\frac{2ff_{yy} + 2f^2f_x - 3f_y^2}{f^3}$$

ne dépende que de la seule variable x .

La condition précédente peut être mise sous une forme plus remarquable si l'on observe, comme le montre un calcul facile, que la condition d'intégrabilité (8) peut être mise sous la forme

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(X f^{-\frac{1}{2}} \right) + f \frac{\partial}{\partial x} \left(X f^{-\frac{1}{2}} \right) = 0. \quad (9)$$

D'où l'énoncé suivant:

On saura ramener l'équation (3) à l'équation de la chaleur chaque fois qu'on connaîtra une fonction X de x telle que $Xf^{-\frac{1}{2}}$ soit solution de l'équation (3).

II. — APPLICATIONS.

5. — Première application. — *Comment faut-il choisir les fonctions X et X_1 de x pour que l'équation*

$$t + \frac{X}{(Xy + X_1)^2} p = 0. \quad (10)$$

soit réductible à l'équation $t = p$ par un changement de variables?

L'équation (6) s'écrit ici:

$$p - (Xy + X_1)q = 0.$$

Pour obtenir l'intégrale de cette équation on est amené à considérer l'équation différentielle linéaire

$$\frac{dy}{dx} + Xy + X_1 = 0$$

dont l'intégrale générale résolue par rapport à la constante u s'écrit, comme on le sait:

$$u = \int X_1 e^{\int X dx} dx + y e^{\int X dx} .$$

Nous prendrons donc y' sous la forme

$$y' = \mu(u) = \mu \left(\int X_1 e^{\int X dx} dx + y e^{\int X dx} \right) .$$

Ecrivons que cette fonction y' vérifie l'équation donnée (10). On devra avoir:

$$\mu'' + \frac{X}{(Xy + X_1) e^{\int X dx}} \mu' = 0 .$$

Pour qu'on ait affaire à une équation différentielle entre μ et u , il faut que le coefficient de μ' soit fonction de u , ce que l'on peut aussi bien écrire

$$y e^{\int X dx} + \int X_1 e^{\int X dx} dx = F \left(\frac{(Xy + X_1) e^{\int X dx}}{X} \right) . \quad (11)$$

Constatons tout de suite que ceci a lieu quand X_1 est identiquement nul. Nous pouvons donc affirmer que *les équations de la forme $t + \frac{1}{Xy^2} p = 0$, ou ce qui revient au même, de la forme*

$$t + \frac{X}{y^2} p = 0 , \quad (12)$$

où X désigne une fonction quelconque de x , peuvent se ramener à l'équation de la chaleur.

Supposons maintenant que X_1 ne soit pas identiquement nul. Si on dérive (11) par rapport à y on a

$$e^{\int X dx} = e^{\int X dx} F' , \quad \text{d'où} \quad F' = 1$$

et (11) s'écrit donc

$$ye^{\int X dx} + \int X_1 e^{\int X dx} dx = \frac{(Xy + X_1) e^{\int X dx}}{X} + a ,$$

a désignant une constante arbitraire, ou encore

$$X \int X_1 e^{\int X dx} dx = X_1 e^{\int X dx} + aX .$$

En dérivant par rapport à x on obtient

$$X' \int X_1 e^{\int X dx} dx = X'_1 e^{\int X dx} + aX' .$$

Si l'on divise membre à membre ces deux dernières relations on a

$$\frac{X'}{X} = \frac{X'_1}{X_1} ,$$

d'où l'on tire

$$X_1 = kX ,$$

k étant une constante. L'équation (10) a alors la forme

$$t + \frac{1}{X(y+k)^2} p = 0 ,$$

qui n'est pas au fond essentiellement différente de celle que nous avait donnée le cas où X_1 était identiquement nul.

Effectuons maintenant la réduction de l'équation

$$t + \frac{X}{y^2} p = 0 \quad (12)$$

à celle de la chaleur.

On a successivement

$$u = ye^{\int \frac{dx}{X}} ,$$

$$y' = \log u = \log y + \int \frac{dx}{X} ; \quad x' = - \int \frac{dx}{X} .$$

Parmi les équations (12) il en est une qui présente un certain intérêt historique¹. C'est l'équation

$$t - \frac{2x}{y^2} p = 0 . \quad (12')$$

¹ Ed. GOURSAT, *Second ordre*, t. I, p. 80.

Cette équation a été étudiée par Ampère qui la déduisait de l'équation

$$(x + q)^2 r + 2(x + q)(y + p)s + (y + p)^2 t + 2(x + q)(y + p) = 0$$

par l'application d'une transformation de contact. Ampère la simplifiait ensuite en posant $y^2 = xe^{y'}$ et obtenait $\frac{\partial^2 z}{\partial y'^2} - 2x \frac{\partial z}{\partial x} = 0$. Or c'est précisément à ce changement de la variable y que nous conduit l'application de la formule

$$y' = \log y + \int \frac{dx}{X}.$$

Les équations (12) possèdent quelques propriétés intéressantes que nous allons indiquer maintenant.

D'abord un changement de variable portant sur x seul permet d'écrire (12) sous la forme considérée par Ampère (12').

On peut faire entre (12') et l'équation de la chaleur (1), $t = p$, un rapprochement du même genre que celui qu'on fait, quand on étudie les équations différentielles linéaires, entre les équations à coefficients constants et les équations d'Euler. Le changement de variables qui permet de passer de (12') à (1) rappelle celui qui ramène une équation d'Euler à une équation à coefficients constants. On peut faire une remarque analogue en ce qui concerne les intégrales. L'équation de la chaleur admet une solution de forme exponentielle (comme les équations à coefficients constants) tandis que l'équation (12') admet une solution de la forme $x^\alpha y^\beta$ qui rappelle celle des intégrales des équations d'Euler et à partir de laquelle on pourrait évidemment déduire d'autres solutions.

Au point de vue de la généralisation d'une solution particulière de (12') il est encore important d'observer que cette équation admet la transformation $x' = ax$, $y' = a^2y$ d'où il résulte que si $u(x, y)$ est une solution, il en est de même de $u(ax, a^2y)$.

6. — Seconde application. — Soit l'équation

$$t + \frac{X}{Y} p = 0 \quad (13)$$

où X et Y sont respectivement fonctions de x et y . Déterminer toutes les formes de ces fonctions pour que cette équation soit réductible à celle de la chaleur.

On a ici

$$f(x, y) = \frac{X}{Y}, \quad f_y = -\frac{XY'}{Y^2}.$$

L'équation (6) s'écrit

$$2Xp - Y'q = 0.$$

C'est une équation à variables séparées. La fonction $\mu(x, y)$ est fonction de x et y par l'intermédiaire de la variable u définie par

$$u = \int \frac{dx}{2X} + \int \frac{dy}{Y'}$$

On a alors

$$\mu_x = \frac{1}{2X}\mu', \quad \mu_y = \frac{1}{Y'}\mu', \quad \mu_{yy} = \frac{1}{Y'^2}\mu'' - \frac{Y''}{Y'^2}\mu'.$$

La fonction μ doit satisfaire à l'équation (13), ce qui donne

$$\mu'' + \left(\frac{Y'^2}{2Y} - Y''\right)\mu' = 0.$$

Pour que cette égalité soit une équation différentielle entre μ et u il faut que le coefficient de μ' , qui ne dépend que de y , se réduise à une constante k , puisque u dépend de x

$$2YY'' - Y'^2 + 2kY = 0. \quad (14)$$

Donc l'équation (13) est réductible à l'équation de la chaleur lorsque Y est une fonction de y vérifiant l'équation différentielle (14). La fonction X de x pourra être prise arbitrairement.

Examinons en particulier le cas où k est nul.

Alors (14) devient

$$\frac{Y'}{Y} - \frac{2Y''}{Y'} = 0,$$

d'où

$$\log Y - \log Y'^2 = \text{c}^{\text{te}} = \log \frac{1}{4a^2}, \quad Y' = 2a\sqrt{Y}.$$

On tire de là :

$$Y = (ay + b)^2 ,$$

a et b désignant des constantes¹. On retrouve les résultats obtenus dans l'exercice précédent.

Etudions maintenant le cas général où k n'est pas nul dans l'équation (14).

Pour intégrer cette équation nous prendrons Y comme variable et y comme inconnue. Posons $Y' = \frac{dY}{dy} = p$.

$$\text{Alors } Y'' = \frac{dp}{dy} = p \frac{dp}{dY} .$$

L'équation (14) devient

$$2Yp \frac{dp}{dY} = p^2 - 2kY .$$

Si on pose provisoirement $p^2 = \varphi$, elle s'écrit

$$\varphi' = \frac{\varphi}{Y} - 2k .$$

On a une équation linéaire pour déterminer φ . Son intégrale générale est

$$\varphi = Y(4a^2 - 2k \log Y) .$$

On a ensuite pour déterminer Y l'intégrale

$$y = \int \frac{dY}{\sqrt{Y(4a^2 - 2k \log Y)}} . \quad (15)$$

7. — Troisième application. — Trouver la forme la plus générale de la fonction X de x pour que l'équation

$$t + \frac{X}{x^2 + y^2} p = 0 \quad (16)$$

soit réductible à l'équation de la chaleur par un changement de variables.

¹ On peut aussi intégrer l'équation $Y'^2 - 2YY'' = 0$ en dérivant par rapport à y . On trouve $Y''' = 0$, d'où $Y = \alpha y^2 + \beta y + \gamma$. Mais Y ne doit dépendre que de deux constantes arbitraires. En écrivant que $\alpha y^2 + \beta y + \gamma$ vérifie $Y'^2 - 2YY'' = 0$ on obtient: $\beta^2 - 4\alpha\gamma = 0$.

On a ici:

$$f(x, y) = \frac{X}{x^2 + y^2}, \quad f_y = \frac{-2Xy}{(x^2 + y^2)^2}.$$

L'équation (6) s'écrit:

$$pX - qy = 0.$$

On prendra pour $y' = \mu(x, y)$ une fonction de

$$u = \int \frac{dx}{X} + \log y.$$

Il faut que la fonction μ soit solution de (16)

$$\mu_x = \frac{1}{X} \mu', \quad \mu_y = \frac{1}{y} \mu', \quad \mu_{yy} = \frac{1}{y^2} \mu'' - \frac{1}{y^2} \mu'.$$

On doit avoir, par conséquent,

$$\mu'' - \frac{x^2}{x^2 + y^2} \mu' = 0,$$

ou

$$\mu'' - \frac{1}{1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2} \mu' = 0.$$

Il faut donc que la variable u dont dépend la fonction μ soit fonction de $\frac{y}{x}$. Ainsi

$$\int \frac{dx}{X} + \log y = \varphi\left(\frac{y}{x}\right).$$

On tire de là, en dérivant successivement par rapport à x et à y :

$$\frac{1}{X} = -\frac{y}{x^2} \varphi', \quad \frac{1}{y} = \frac{1}{x} \varphi'.$$

En divisant ces deux relations membre à membre on est finalement conduit à $X = -x$.

Il en résulte que la seule équation de la forme (16) réductible à l'équation de la chaleur est

$$t - \frac{x}{x^2 + y^2} p = 0. \quad (17)$$

Effectuons la réduction :

(6) s'écrit maintenant $px + qy = 0$, d'où $y' = \mu(x, y) = \mu\left(\frac{y}{x}\right)$.

Il faut que $\mu'' + \frac{1}{1+u^2}\mu' = 0$, en posant $y = ux$. On prendra donc

$$y' = \mu = \log(u + \sqrt{1+u^2}) = \log \frac{y + \sqrt{x^2 + y^2}}{x}.$$

L'équation (17) devient alors :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y'^2} - x \frac{\partial z}{\partial x} = 0.$$

On fait ensuite

$$x' = \log x$$

pour obtenir :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y'^2} = \frac{\partial z}{\partial x'}.$$

8. — Quatrième application. — *Déterminer la relation qui doit unir les constantes α et β dans l'équation*

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} + \frac{1}{\alpha x + \beta y} \frac{\partial z}{\partial x} = 0 \quad (18)$$

pour qu'on puisse ramener cette équation à celle de la chaleur.

Cette relation est $2\alpha = \beta^2$.

Exemples :

$$t + \frac{2}{x \pm 2y} p = 0; \quad 2t + \frac{1}{x \pm y} p = 0.$$

III. — SUR UN PROBLÈME D'ASYMPTOTIQUES.

9. — Lorsqu'on cherche les surfaces dont les lignes asymptotiques de l'un des systèmes se projettent sur le plan des xy suivant les courbes (Γ) d'équation

$$\varphi(x, y) = \text{c}^{\text{te}}, \quad (19)$$

on est conduit à l'équation

$$X(z) = \varphi_y^2 r - 2\varphi_x \varphi_y s + \varphi_x^2 t = 0. \quad (20)$$