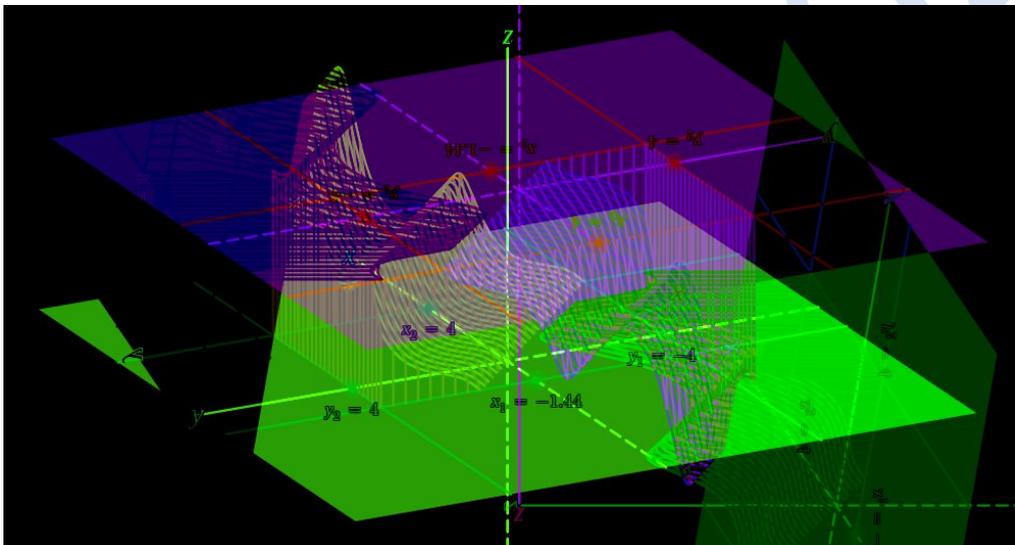


**Fonctions elliptiques non-constantes
congruentes d'ordre 4
transposables à un univers polymorphe quaternaire**

Célia-Violaine Bouchard

Cosmologiste

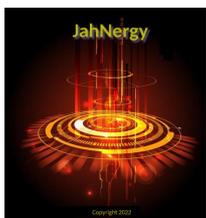


JahNergy Octobre 2023

“Logique formelle tétravalente transposable”

JahNergy 2023 © – ORCID 0000-0003-4143-7885

DOI: 10.13140/RG.2.2.17258.49604



Réflexion

JahNergy octobre 2023

Website homepage : <https://cvi-bouchard.net>



Fonctions elliptiques non-constantes congruentes d'ordre 4

Transposables à un univers polymorphe quaternaire

Célia-Violaine bouchard *

** Chercheure JahNergy Concept – Recherche en électro-physique fondamentale et appliquée*

Info article

Résumé

Mots clés :

Elliptiques

Non-constantes

Jacobi

Gamma

Transposables

Polymorphes

Quaternaires

Les fonctions elliptiques ont révolutionné les calculs complexes aux 19 et 20 e siècles, en ce sens qu'elles les ont rendu accessibles, là où auparavant il était très fastidieux voire impossible d'arriver à des résultats. Parmi les plus connues utiles à l'ingénierie, nous trouvons les fonctions elliptiques de Jacobi ainsi que la famille de fonctions basées sur la fonction Gamma.

Nous aborderons particulièrement les fonctions elliptiques non constantes congruentes, c'est à dire qu'elles peuvent être testées par le calcul formel tétravalent, et transposables à un univers polymorphe quaternaire.

Dans une publication ultérieure il sera proposé une application aux fonctions elliptiques congruentes en matière de cosmologie, se rapportant à l'étude comparée des champ toroïdaux des quasars.

Bonne lecture !

© 2018 - 2023 JahNergy – Célia-Violaine Bouchard auteure.

1 Historique sur la connaissance des fonctions elliptiques

C'est au 17^{ème} siècle, que virent le jour les premières définitions et études des fonctions elliptiques, la raison en était qu'il devenait sensible de développer des outils mathématiques plus précis quant à l'approche de la géométrie complexe, notamment les ellipses. En effet certaines courbes n'acceptaient pas d'être représentées par les équations alors disponibles, car trop simples ou non explicables par l'algèbre.

C'est le mathématicien René Descartes (1) qui va lancer le premier cette recherche, à ce titre il lance les bases de la géométrie analytique (2), cependant et malgré de très belles avancées quant aux équations qu'il propose (3), il ne vivra pas assez longtemps pour proposer une méthode générale.

C'est à partir de la fin du 17^{ème} siècle que nombre de mathématiciens vont travailler à la poursuite des travaux de Descartes, notamment avec l'introduction du calcul infinitésimal par Godefrid-Guillaume Leibniz avec ses travaux sur le calcul différentiel et Isaac Newton sur le calcul des fluxions. Suivrons Bernoulli (4), Giulio Fagnano, ainsi que Leonhard Euler sur qui nous allons nous attarder (5).

Bernhard Euler va reprendre les travaux de Descartes avec pour thème les "Courbes élastique", à la suite de cela il va être le premier à donner avec précision la formule générale de l'équation différentielle se rapportant aux courbes elliptiques et en précisant son intégration (6).

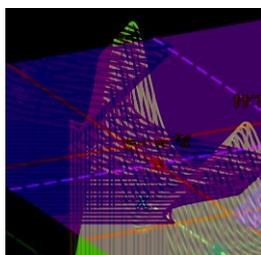
A la même époque que Euler, John Landen (7) écrit en 1771, un article où il parle des "Fluentes", entendez intégrales, représentable par des arcs de sections coniques (8). Ensuite il énonce le théorème qui porte son nom, et dans lequel il démontre qu'il existe une relation entre l'arc hyperbole et l'ellipse (9).

Toujours au 18^{ème} siècle vont travailler sur les elliptiques intégrales, les mathématiciens Colin Mac Laurin et Jean Le Rond d'Alembert, qui vont faire avancer la recherche en la matière, cependant leurs développements ne permettent pas de résoudre tous les cas de figures (10).

C'est le mécanicien et mathématicien Joseph-Louis de Lagrange (11), qui au travers d'une nouvelle méthode, va résoudre définitivement les problèmes liés de calculs intégraux applicables entre autre aux fonctions elliptiques (12). Ces travaux seront vite repris et approfondis par Johann Carl Friedrich Gauss (13).

En 1796 Lagrange travaille sur les intégrales elliptiques, particulièrement sur la fonction réciproque de l'intégrale $\int \frac{dx}{\sqrt{1+x^3}}$, mais aussi sur d'autres fonctions qui lui sont semblables, auxquelles il donnera le nom de "Fonctions Lemniscatiques". Ces travaux réaliseront une avancée considérable quant à la compréhension des fonctions elliptiques (14). Gauss de son côté se greffera sur ces travaux en publiant sur la théorie de l'agM qui permettra de lier les intégrales elliptiques à un outil utilisant la notion de moyenne arithmétique et géométrique (15).

Avec les travaux de Lagrange et de Gauss se finalisent les outils mathématiques modernes permettant une approche et une résolution convenable des fonctions elliptiques. Abordons à présent le thème qui nous intéresse: "Fonctions elliptiques non-constantes congruentes transposables à un univers polymorphe quaternaire" (16).



2 Introduction

Dans les pages suivantes nous considérerons deux familles de fonctions elliptiques pouvant se ramener ou incluant la catégorie "non-constantes", transposables dans des groupes logiques quaternaires (16). Pour cela nous considérerons les familles des fonctions elliptiques de Jacobi et Gamma.

3 Rappels sur les fonctions elliptiques

3.1 Définition générale :

Une fonction f de \mathbb{C} dans \mathbb{C} est doublement périodique s'il existe deux nombres complexes w et w' , non multiples entiers l'un de l'autre, tels que, pour tout $z \in \mathbb{C}$, pour tout entiers m et n , $f(z + mw + nw') = f(z)$ dénommé "période" de la fonction. S'il est possible d'écrire $w = ma + nb$ avec m et n entiers, alors a et b sont dénommées "périodes fondamentales" de la fonction.

Par extension une fonction elliptique est une fonction doublement périodique qui n'admet pas dans le plan complexe, d'autres singularités que des pôles.

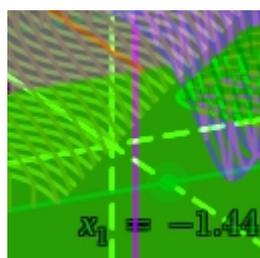
Si a et b sont des périodes fondamentales, alors tout parallélogramme de sommets d'affixes $z, z + a, z + b, z + a + b$, est dénommé "parallélogramme fondamental, la translation d'un multiple entier de a et b est un parallélogramme similaire, la fonction f est applicable au parallélogramme translaté (périodicité).

Le nombre de pôles (17) dans tout parallélogramme fondamental est fini et contient au moins 1 pôle si la fonction elliptique est constante.

La somme des ordres des pôles dans tout parallélogramme fondamental est dénommée "ordre" de la fonction elliptique. La somme des résidus des pôles dans un parallélogramme fondamental est nulle, donc aucune fonction elliptique ne peut avoir un ordre égal à 1.

Dans un parallélogramme fondamental, toute fonction elliptique non constante possède un nombre fini de pôles ainsi qu'un nombre fini de zéros et par conséquent sont dénombrables.

La dérivée d'une fonction elliptique est une fonction elliptique, de même période. L'ensemble de toutes les fonctions elliptiques de mêmes périodes fondamentales forme un corps commutatif. Étant donné un couple de périodes, toute fonction elliptique admettant ce couple de périodes peut être définie par le tore complexe obtenu par recollement des couples de côtés opposés du parallélogramme fondamental (18). Les fonctions elliptiques sont méromorphes sur ce tore. La fonction de Weierstrass associée à ce couple de périodes et sa dérivée paramètrent une courbe elliptique (19).



3.2 Les fonctions elliptiques de Jacobi

Les fonctions elliptiques de Jacobi sont des fonctions elliptiques du second ordre qui possèdent 2 pôles simples dans le parallélogramme des périodes. Ces fonctions trouvent des exemples pratiques, par exemple en matière de circuits oscillants ou pendulaires.

La généralisation de cette elliptique est une intégrale de la forme :

$$\int R(s, \sqrt{P(s)}) ds$$

(20)

Cette intégrale elliptique peut-être ramenée à une des formes canonique de Legendre :

$$\int \frac{ds}{\sqrt{(1-s^2)(1-k^2s^2)}}$$

Première espèce

$$\int \frac{\sqrt{1-k^2s^2}}{\sqrt{1-s^2}} ds$$

Seconde espèce

$$\int \frac{ds}{(1+ls^2)\sqrt{(1-s^2)(1-k^2s^2)}}$$

Troisième espèce

(21)

Enfin il est également possible d'écrire ces 3 intégrales en posant " $s = \sin \varphi$ " :

$$\int \frac{d\varphi}{\sqrt{(1-k^2\sin^2\varphi)}}$$

$$\int \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi} d\varphi$$

$$\int \frac{d\varphi}{(1+l\sin^2\varphi)\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}$$

(22)

3.3 Les fonction elliptiques de l'espèce Gamma

La fonction Gamma " Γ " peut être vue comme une fonction elliptique particulière, qui étend la fonction factorielle à l'ensemble " \mathbb{C} " des nombres complexes. Le domaine de définition de la fonction Gamma est l'ensemble des nombres complexes excepté les nombres entiers négatifs. Nous avons les relations :

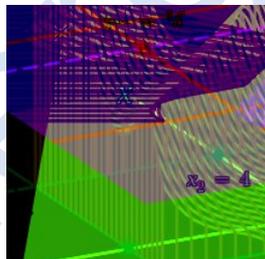
$$\Gamma(n) = (n - 1)$$

$$\Gamma(x + 1) = x\Gamma(x)$$

Nous pouvons également exprimer la fonction Gamma selon la méthode de Schlömilch (23), il vient :

$$\Gamma(x) = \frac{e^{-\sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{1}{k} - \ln\left(1 + \frac{1}{k}\right) \right] x}}{x} \prod_{k=1}^{+\infty} \frac{e^{\frac{x}{k}}}{1 + \frac{x}{k}} \quad (24)$$

La fonction Gamma est par prolongement, une fonction elliptique méromorphe sur $]0, +\infty[$ (25).



4 Application aux fonctions elliptiques non constantes, étude de quelques cas.

4.1 Étude mathématique dans le plan complexe

Soit la fonction $f(w, x, y, z) = \sqrt[4]{w + x^2 + y^3 - z^4 + 1}$ est-elle elliptique non constante dans le plan complexe, peut-elle être testée dans une application logique quaternaire ?

Un changement de variable est nécessaire pour réserver "z" à l'abscisse, nous avons :

$$f(w, x, y, z) = \sqrt[4]{w + x^2 + y^3 - z^4 + 1} \rightarrow \sqrt[4]{w + x^2 + y^3 - u^4 + 1} = f(w, x, y, u)$$

La fonction tétramorphe $f(w, x, y, u)$ est également périodique complète, nous posons :

$$\sin z = (\sin z + 2\pi)$$

La fonction réciproque est :

$$\text{arcz} \sin z = \int \iiint_1^4 \frac{1}{\sqrt{z+z^2+z^3-z^4+1}} dp + \frac{1}{\sqrt{z+z^2+z^3-z^4+1}} dq + \frac{1}{\sqrt{z+z^2+z^3-z^4+1}} dr + \frac{1}{\sqrt{z+z^2+z^3-z^4+1}} ds$$

$$S(\text{arc} \sin z) = \frac{120}{\sqrt[4]{1+z+z^2+z^3-z^4}}$$

$$\frac{d}{dz} (\text{arc} \sin z) = \left(120 \left(- \frac{1}{4(1+z+z^2+z^3-z^4+1)^{\frac{5}{4}}} (-4z^3 + 3z^2 + 2z + 1) \right) \right)$$

Décomposition congruente dans le groupe logique $\psi_{p, q, r, s}^z$ sur $k = 4$

$$\int \iiint_1^4 120 \left(- \frac{1}{(4(1+z+z^2+z^3-z^4+1)^{\frac{5}{4}})(1+kw+k^2x^2+k^3y-k^4u)} (-4z^3 + 3z^2 + 2z + 1) \right)$$

↓

$$\int \iiint_1^4 120 \left(- \frac{1}{(4(1+z+z^2+z^3-z^4+1)^{\frac{5}{4}})(1+4w+16x^2+64^3y-256u)} (-4z^3 + 3z^2 + 2z + 1) \right)$$

Solutions par parties

$$w = \sin(zk) = \sin(4z)$$

$$x = \sin(zk) = \sin(16z)$$

$$y = \sin(zk) = \sin(64z)$$

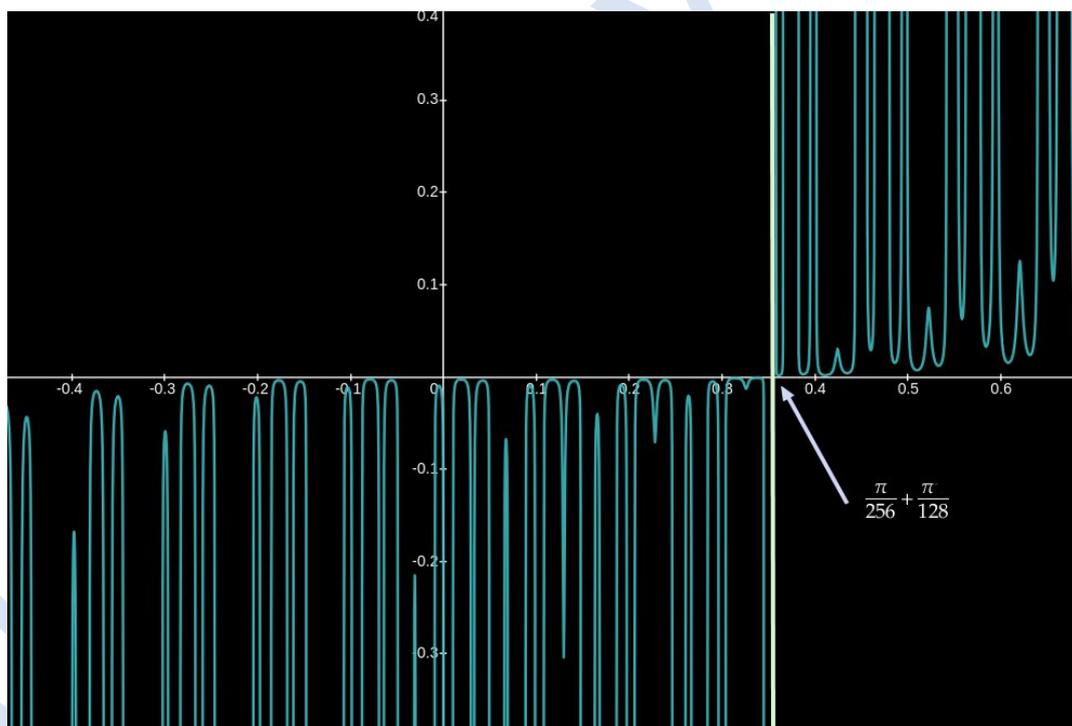
$$u = \sin(zk) = -\sin(256z)$$

Solution générale

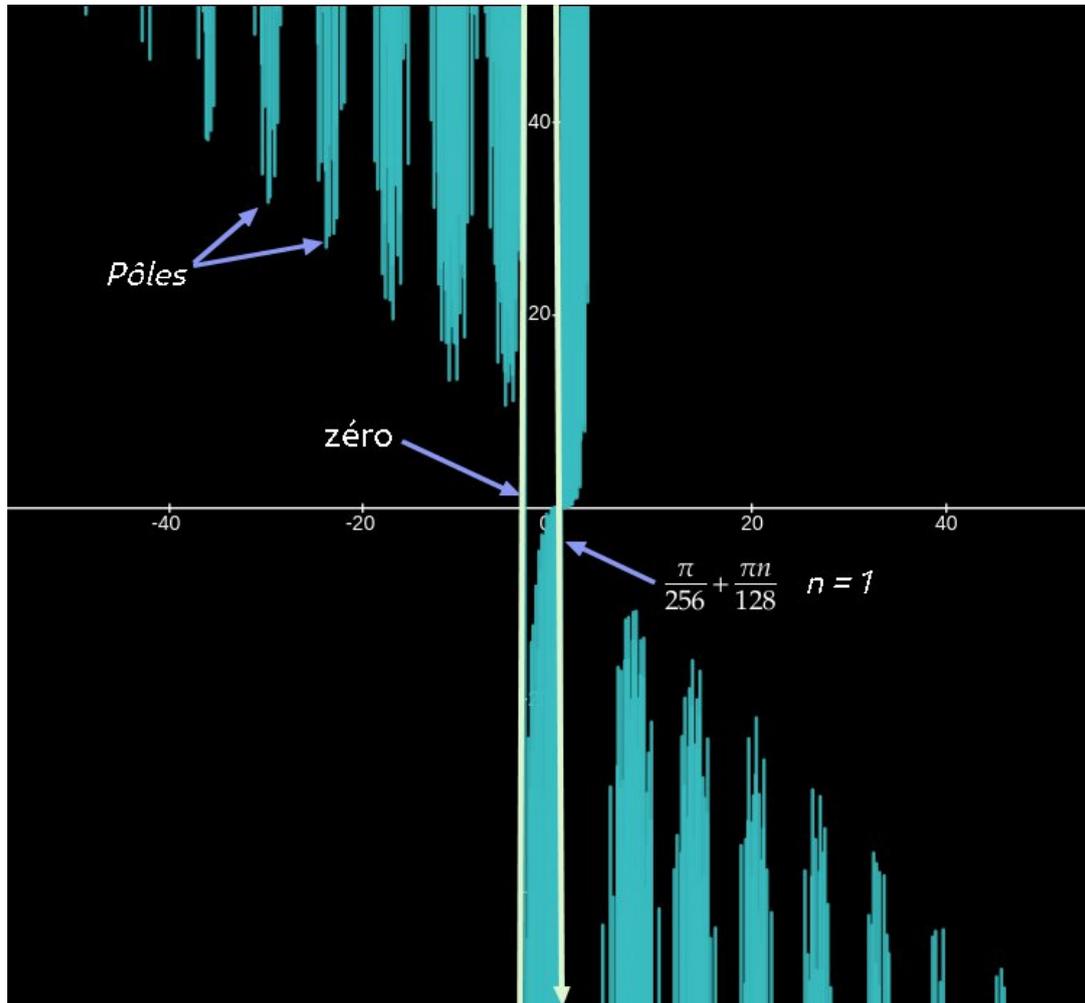
$$S = \left\{ C - \left(0, \frac{\pi n}{128}, \frac{\pi}{256} + \frac{\pi n}{128} \right) \right\}$$

Cette fonction est elliptique non-constante dans le plan complexe. Elle admet une infinité de pôles.

4.1.1 Allures graphiques



Au voisinage de zéro



Points remarquables

4.2 Cas concret se rapportant aux flux magnétiques et gazeux dans les jets de quasars

4.2.1 Supports externes à notre étude

Il est utile de mentionner ici que notre développement reprend au moyen de l'analyse quaternaire la topologie des flux magnétiques dans les jets de quasars, de ce qui a été analysé avec les outils mathématiques classiques. Pour ce faire nous ferons particulièrement appel aux publications "Quasars : A supermassive rotating toroidal black hole interpretation", et à ses données concernant la nature des jets d'éjections (26) et Molecular gas along the old radio jets of the cluster-central type 2 quasar IRAS 09104+4109 (27) .

Pour ce qui est de ce qui se rapporte à la physique des trous noirs, nous publierons ultérieurement par l'approche développée par Mme Célia-Violaine Bouchard dans le postulat de physique unifiée et alternative JahNergy © (28).

4.2.2 Analyse des flux magnétiques

4.2.2.1 Données initiales (26)

Les références et numérotation des figures et clichés sont celles de l'étude originale.

"La structure du champ magnétique entourant une coque toroïdale conductrice est représentée sur la figure 7. Les lignes de flux représentées figurent ce qui se produit lorsqu'un courant circule autour de la coque toroïdale. L'ouverture peut devenir arbitrairement petite si la charge totale du tore reste constante, la densité de flux et de ce fait le champ magnétique, peuvent devenir arbitrairement grands au sein de cette région.

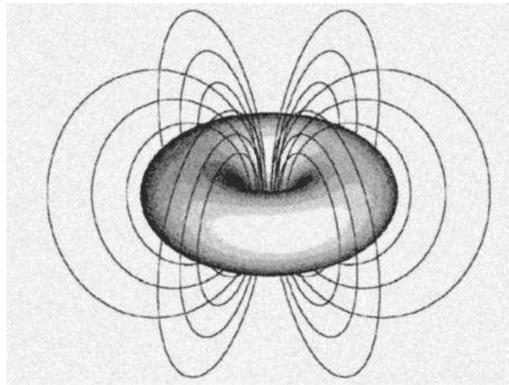


Figure 7

Le tracé du champ de force magnétique le long du plan équatorial du tore est donnée pour quatre géométries toroïdales distinctes sur la figure 8 (a). Ceux-ci ont été calculé en utilisant les relations habituelles de Biot-Savart et suppose une densité de courant de surface constante et uniforme J ... Analytiquement, l'intensité du champ magnétique perpendiculaire à et dans le plan équatorial à un certain déplacement de l'axe a , faisant appel à la symétrie, est donné par le double intégrale :

$$B(a) = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\mu_0 J t (a \cos \phi - t \cos 2\phi)}{4\pi (a^2 + t^2 + R_2^2 \sin^2 \vartheta - 2at \cos \phi)^{3/2}} d\phi d\vartheta$$

(48)

Et

$$t = R_1 + R_2 \cos \vartheta$$

(49)

Selon la loi de Biot-Savart simplifiée, l'intensité du champ I est :

$$B(0) = \frac{\mu_0 I}{2R_1}$$

(50)

A proximité de la surface toroïdale, selon la loi d'Ampère le courant entouré par un circuit fermé est déterminé par la somme du champ magnétique le long du même circuit fermé, donc l'intensité du champ est toujours limitée à la surface de la coque toroïdale (51) :

$$\oint B ds = \mu_0 \times I$$

(51)

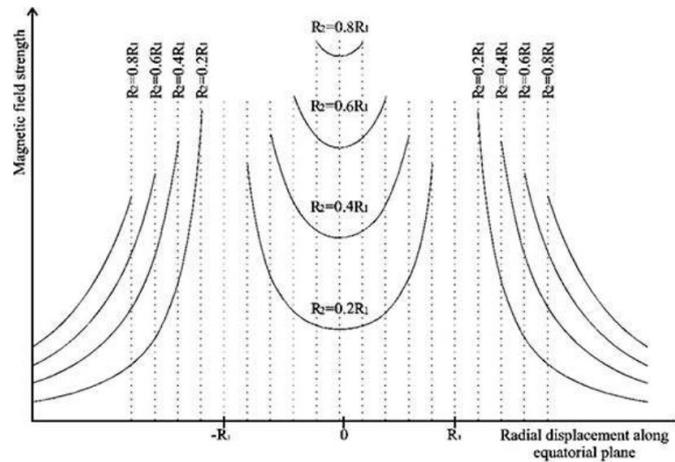


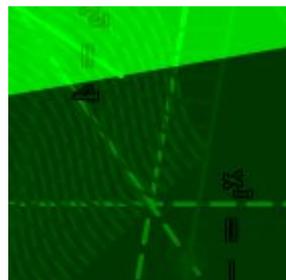
Figure 8a

La même loi démontre que l'intégrale (48) est indépendante de R2 fournissant un $< R1 - R2$ ou un $> R1 + R2$, par conséquent, une certaine simplification est disponible en réglant $R2 \rightarrow 0$ tandis qu'un courant constant circule. L'intensité $I(\phi)$ dans le circuit est :

$$I(\phi) = \frac{u + 2ar \cos \phi + 2a^2 r^2 \omega^2 \sin^2 \phi}{\sqrt{u + 2ar \cos \phi} (u + 2ar \cos \phi + a^2 r^2 \omega^2 \sin^2 \phi)}$$

$I(\phi)$ peut être exprimé en termes d'intégrales elliptiques multiples. Des calculs numériques ont été utilisés pour dériver les tracés de la figure 8 (a), ils montrent que le champ à l'intérieur de l'ouverture centrale est généralement plus fort que dans la périphérie externe du tore comme mesuré par des observateurs inertiels locaux. C'est particulièrement vrai pour les géométries où $R2 \rightarrow R1$ qui produiraient des jets étroitement collimatés. Les particules chargées tournent en spirale, les lignes de champ fortes de l'ouverture atteignent des vitesses élevées et alternent entre contra-rotation et co-rotation pendant chaque cycle de leur spirale. Pendant la contre-rotation phase, ils sont particulièrement susceptibles de participer à des collisions de particules ergorégionales dans lesquelles l'énergie et la quantité de mouvement est transféré aux jets aux dépens du moment cinétique du système toroïdal du trou noir".

Fin de transcription.



4.2.2.2 Topologie des noyaux des quasars à toroïdes supermassifs selon l'analyse quaternaire

Cette analyse fait appel à la cosmologie ainsi qu'à la logique formelle tétravalente implicite, décrits dans le postulat JahNergy © (29).

A- Expression de l'intensité du champ dans l'espace quatronique de l'étoile (coeur) :

Conventions :

(ψ_k^m) est le facteur entropo-néguentropique qui est l'expression des transformations énergétiques dans le postulat JahNergy ©, substituant la variable temps usité dans le modèle standard. Pour l'expression algébrique développée à la suite, nous considérerons ψ_k^m comme une variable d'ordre 4, et ce à des fins de simplification de l'écriture mathématique.

ξ_0 Est la permittivité dans le vide exprimée dans un espace entropo-néguentropomorphe, son expression en utilisant le système de poids et mesures international ce qui donne :

$$\xi_{0_4} \text{ en } Kg.m.\psi_4^{-2}$$

L'expression de l'intensité est de la forme :

$$f(x,y) = \frac{\cos(x)-\cos(y)}{(\cos(x)\sin^2(x)-\cos(y))^k}$$

Équations de champs dans l'espace tétramorphe source :

Les coordonnées cylindriques sont définies par (r,ϕ,z,o) , les coefficient de longueurs sont (b) pour la masse toroïdale et (a) pour le rayon toroïdal (r) , le rayon de l'étoile (R) . Les transformations espaces énergies sont symbolisées par (ψ) (30).

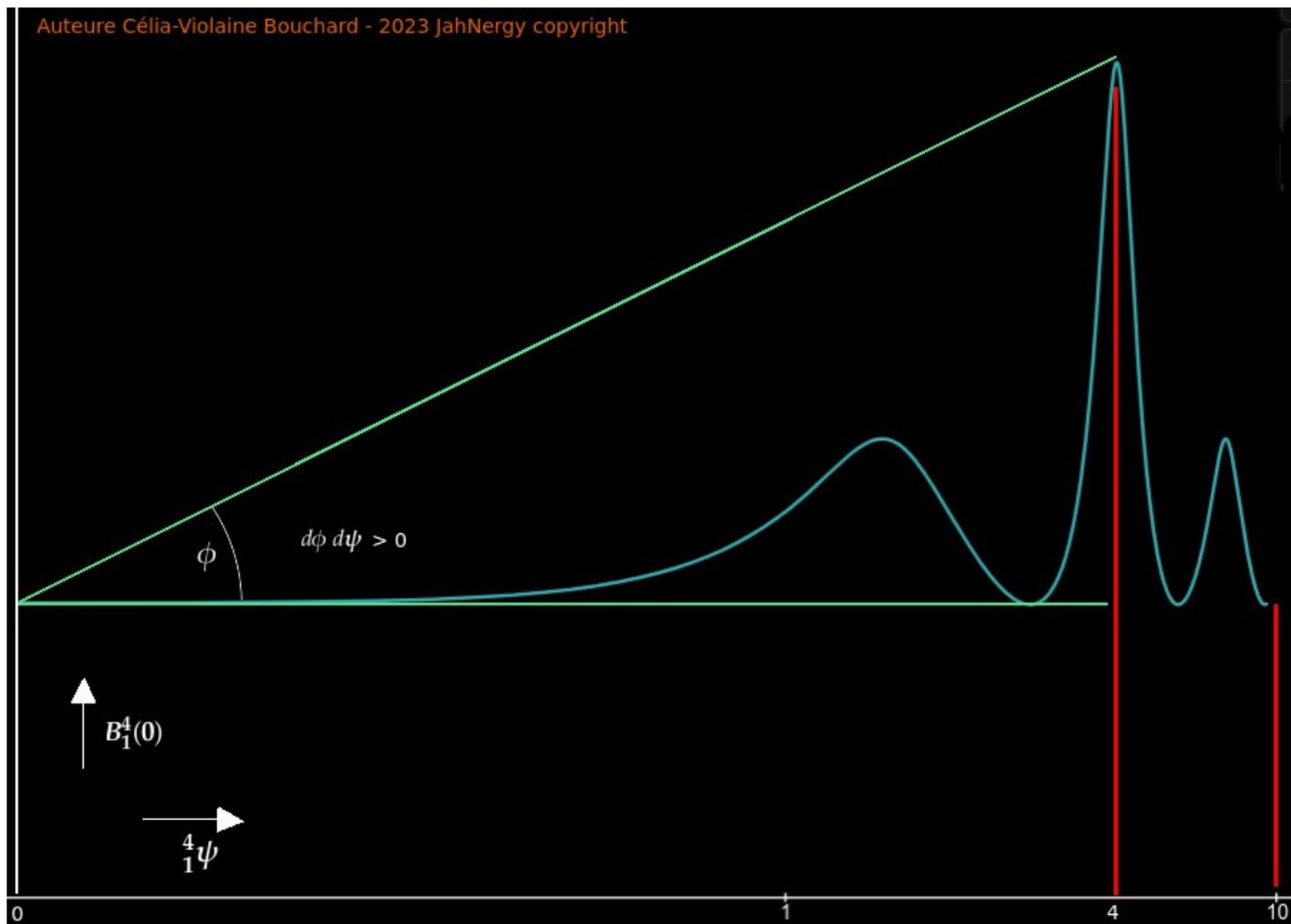
$$I(\phi)_1^4 = \frac{a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi + 3a^3 r^3 \frac{4}{1} (\psi \sin^3 \phi)}{a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi + 2a^3 r^3 \frac{4}{1} (\psi \sin^3 \phi) \left(\sqrt[3]{a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi} \right)}$$

$$B_1^4(0) = \frac{\xi_{0_4} (a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi + 3a^3 r^3 \frac{4}{1} (\psi \sin^3 \phi))}{2\pi^2 R^3 a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi + 2a^3 r^3 \frac{4}{1} (\psi \sin^3 \phi) \left(\sqrt[3]{a^3 r^3 z^3 o^3 + 3a^3 r^2 \cos^2 \phi} \right)}$$

L'équation est de la forme elliptique non constante. Les transformations au coeur de l'étoile (0) sont néguentropomorphes $d\phi d\psi_1^4 > 0$ (31).

B - Visualisation graphique du champ au coeur de l'étoile :

Auteure Célia-Violaine Bouchard - 2023 JahNergy copyright

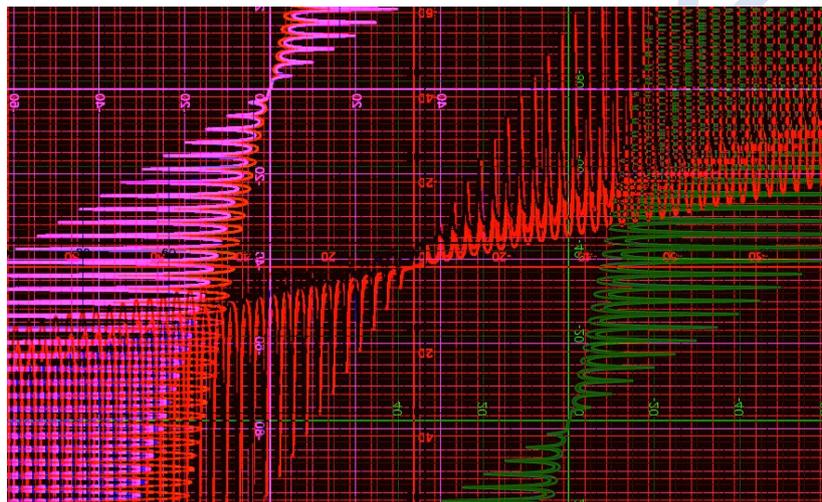


5 Conclusion

Au cours de cette étude nous avons développés et mis en évidence l'utilité des fonctions elliptiques non-constantes congruentes d'ordre 4 transposables à un univers polymorphe quaternaire avec entre autre, l'exemple de l'analyse de la nature du coeur des quasars à jets toroïdaux. Outre les exemples proposés, cet outil pourrait permettre une avancée importante en matière de physique unifiée, notamment dans le développement d'un postulat du "grand tout" (32).

Célia-Violaine Bouchard

Cosmologiste.



Renvois

(1) René Descartes 1596 - 1650.

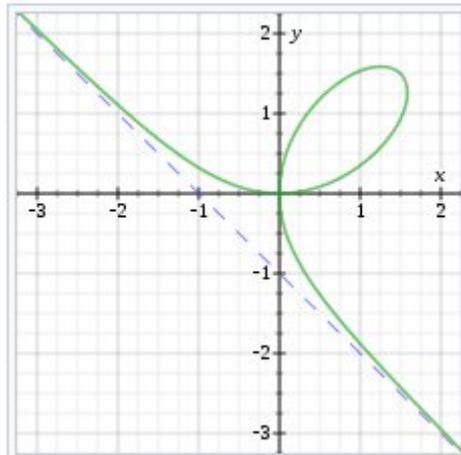
(2) Bases lancées dans le livre "La Géométrie" en 1637, qui contient 3 volets :

a/ Des problèmes qu'on peut construire sans y employer que des cercles et des lignes droites.

b/ De la nature des lignes courbes.

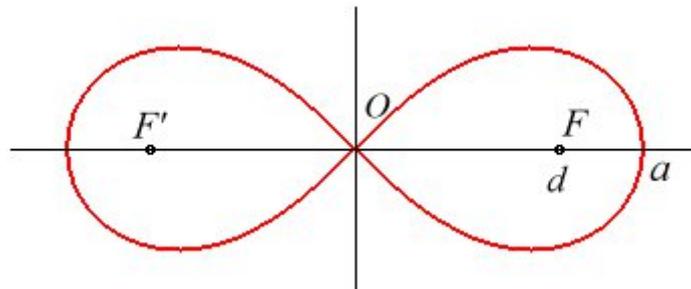
c/ De la construction des problèmes solides ou plus que solides.

(3) Par exemple le Folium de Descartes d'équation $x^3 + y^3 = 3axy$



Folium de Descartes pour $a = 1$

(4) Exemple bien connu, le Lemniscate de Bernoulli d'équation $(x^2 + y^2)^2 = a^2(x^2 - y^2)$



(5) Leonhard Euler 1707 - 1783.

(6) Les 3 écritures algébriques clés précisées par L. Euler

a/ L'équation différentielle $dy = \frac{(a^2 - c^2 + x^2)dx}{\sqrt{(c^2 - x^2)(2a^2 - c^2 + x^2)}}$

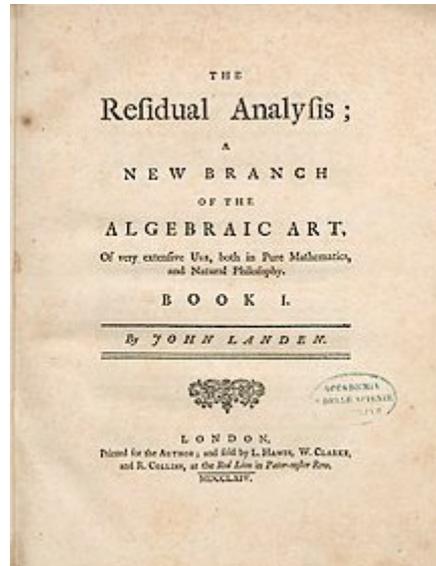
b/ Développement en série infinie $A = \int_0^a \frac{x^2 dx}{\sqrt{a^4 - x^4}}$; $B = \int_0^a \frac{a^2 dx}{\sqrt{a^4 - x^4}}$

c/ Solution générale algébrique à l'équation $y = \frac{x\sqrt{1+gcc+fhx^4} \pm c\sqrt{1+gxx+fhx^4}}{1-hccxx}$

(7) John Landen 1719 - 1790.

(8) Les "fluentes" était le nom donné alors au calcul intégral et aux dérivées.

(9) Landen publie ses travaux en 1764 dans un livre intitulé "The Residual Analysis a new branch of the algebraic art"



(10) Dans son mémoire publié en 1748, d'Alembert reconnaît qu'avec sa méthode la réduction de certaines coniques lui est impossible.

(11) Jean-Louis de Lagrange 1736 - 1813.

(12) Publication sous titre " Une nouvelle méthode de calcul intégral, pour les différentielles affectées d'un radical carré sous lequel la variable ne passe pas le quatrième degré" – Source *Mémoires de l'Académie royale des Sciences de Turin*, t. II, 1784-1785.

(13) Johann Carl Friedrich Gauss 1777 - 1855.

(14) Extrait de son journal "Tagebuch" en date du mois de Juillet 1798 quant au développement des fonctions Lemniscatiques :

$$\begin{aligned}
 & [91b.] \\
 & \text{arc. sin lemn. } \sin \varphi - \text{arc. sin lemn. } \cos \varphi = \varpi - \frac{2\varphi\varpi}{\pi} \\
 & \sin \text{ lemnisc. } [a] = 0,95\,500\,598 \sin [a] \\
 & \quad - 0,0\,430\,495 \sin 3[a] \\
 & \quad + 0,0\,018\,605 \sin 5[a] \\
 & \quad - 0,0\,000\,803 \sin 7[a] \\
 & \sin^2 \text{ lemn. } [a] = 0,4\,569\,472 = \frac{\pi}{\varpi\varpi} \\
 & \quad - [0,4\,569\,472] \cos 2[a] \dots \\
 & \text{arc. sin lemn. } \sin \varphi = \frac{\varpi}{\pi} \varphi + \left(\frac{\varpi}{\pi} - \frac{2}{\varpi}\right) \sin 2\varphi + \left(\frac{11}{2} \frac{\varpi}{\pi} - \frac{12}{\varpi}\right) \sin 4\varphi + \dots \\
 & \sin^5 [\varphi] = 0,4\,775\,031 \sin [\varphi] \\
 & \quad + 0,03 \dots \dots [\sin 3\varphi] \\
 & \quad \dots \dots \dots
 \end{aligned}$$

(15) Ce qui donne l'égalité $\frac{1}{M(1, \sqrt{1-v^2})} = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \frac{dr}{\sqrt{(1-r^2)(1-v^2r^2)}}$

(16) Ou congruents d'ordre 4.

(17) Représentation de la fonction $f(z) = \frac{z^1}{(1+z^2)}$ avec 2 pôles d'ordre 1, en $z = i$ et $z = -i$.

Source : Own Work. Auteur Lapasotka 28 avril 2011.

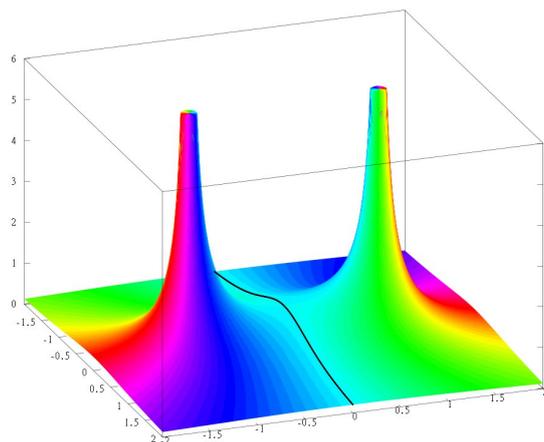
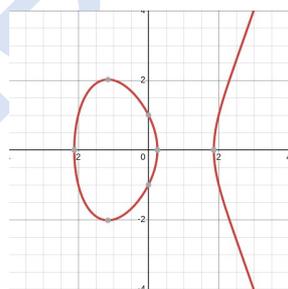


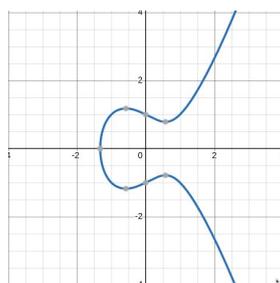
Image libre d'utilisation

(18) En ce sens est une espèce de surface de Reimann.

(19) Deux équations cartésiennes de courbes elliptiques caractéristiques et leurs graphes



$$y^2 = x^3 - 4x + 1$$



$$y^2 = x^3 - x + 1$$

(20) Dans cette expression, "R" est une fonction rationnelle comprenant 2 variables. "P(s)" est un polynôme de degré 3 ou 4 ayant des racines simples.

(21) Ici "k" et "l" sont des constantes.

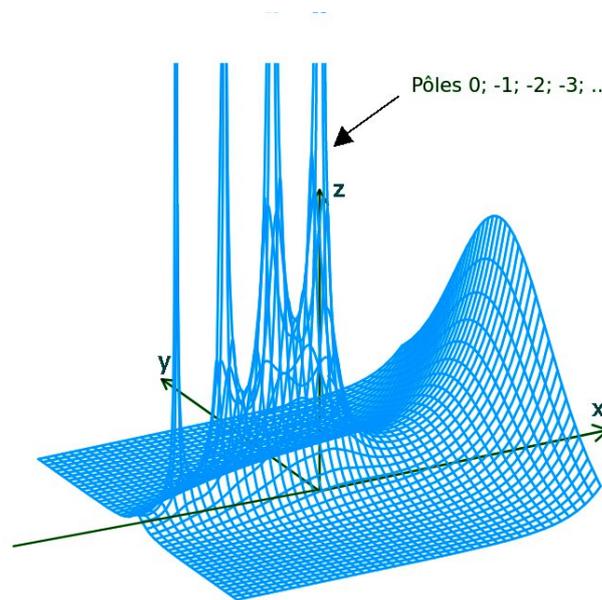
(22) L'analyse des cas particuliers ne sera pas développée ici.

(23) Oscar-Xavier Schlömilch 1823 - 1901.

(24) L'expression équivalente selon Euler, est :

$$\Gamma(x) = \frac{1}{x} \prod_{k=1}^{+\infty} \frac{(1 + \frac{1}{k})^x}{1 + \frac{1}{x}}$$

(25) Tout nombre entier $\in (\mathbb{Z}^-^*)$, constituent les pôles de la fonction :



Module de la fonction gamma dans le plan complexe

(26) Quasars : A supermassive rotating toroidal black hole interpretation – Robin Spivey - Monthly Notices of the Royal Astronomical Society · April 2000 DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03593.x · Source: arXiv – Mise à jour Robin Spivey 12 octobre 2017.

(27) Molecular gas along the old radio jets of the cluster-central type 2 quasar IRAS 09104+4109.

(28) Cette approche est en partie développée dans l'étude : " Structure architecturale interne d'une étoile à neutron par l'étude des cinétiques de propagations des ondes sonores dans son espace n-polymorphe - 2019 révisée 2023 par Célia-Violaine Bouchard. Disponible sur <https://cvi-bouchard.net> en rubrique "Physique" – paragraphe 2.1 Le noyau interne (n = 4).

(29) C.f. Traité de logique formelle tétravalente 2023 par Célia-Violaine Bouchard, disponible sur <https://cvi-bouchard.net> en rubrique "Mathématiques".

(30) Postulat JahNergy par Célia-Violaine Bouchard – Espace-énergie polymorphe mettant en relation le concept de transformations entropo-néguentropiques sur un espace vectoriel, l'expression générale est $\psi_1^k = \left(\frac{\delta_{\Delta}^{\tau} E}{\delta x} \right)_1^k$ pour $1 \leq k \leq 10$. Les valeurs ainsi que le développement de $(\frac{\tau}{\Delta} E)$ ne sont pas données ici, l'intérêt de l'expression (ψ_1^k) étant purement algébrique.

(31) Pour $B_1^k(0) > 0$ et $k = 10$, il s'agit d'un trou noir.

(32) Travaux en cours postulat JahNergy - Célia-Violaine Bouchard.

