

SEPTIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 28 MAI au 2 JUIN 1979

STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS
UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A
DEEP UNDERWATER CHANNEL.

Léon SALTIEL

LABORATOIRE CENTRAL DE TELECOMMUNICATIONS, 18-20 rue Grande Dame Rose 78140 VELIZY-VILLACOUBLAY

RESUME

On présente sous forme qualitative les premiers résultats d'une étude des structures géométriques et temporelles qui gouvernent la propagation d'une onde acoustique dans un chenal sous-marin instable, excité par une source axiale.

Le jeu des processus antagonistes de convergence et de divergence donne naissance à des rayons critiques, à branches infinies aperiodiques et à une partition de l'écoulement en un écoulement paraaxial, des écoulements métaaxiaux de fuite interne et un écoulement orthoaxial de fuite externe.

En dépit des hypothèses de symétrie adoptées pour définir le profil du chenal, les caustiques obtenues présentent des caractères géométriques généraux - branches doubles en aile de papillon, points de rebroussement axiaux et non axiaux, branches infinies asymptotiques ou paraboliques, etc... qui peuvent servir d'éléments de comparaison dans la synthèse des caustiques d'un chenal dissymétrique.

La répartition spatiotemporelle des signaux reçus possède elle-même une forme remarquable qui met en évidence le rôle des rayons paraaxiaux dans la formation de l'onde d'accumulation axiale et, a contrario, celui des rayons métaaxiaux aperiodiques dans la création des ondes de raréfaction latérales.

SUMMARY

We present in a qualitative form the first results of a theoretic investigation of the geometrical and temporal structures underlying the propagation of an acoustic wave in an underwater channel of unstable kind, excited by an axial source.

The game of convergence and divergence opposing processes gives rise to critical rays of aperiodical kind, and to a splitting of the outflow in three arms, a central flow of paraaxial rays, a metaaxial flow of internal leaky rays and an orthoaxial flow of external leaky rays.

In spite of the symmetry conditions imposed on the channel profile, the caustics yielded by the theoretical analysis exhibit some general geometrical features - butterfly winged closed loops, axial and non axial cusps, infinite branches of asymptotic or parabolic kind, etc... - which can be useful as comparison data to synthesize the caustics of an asymmetric channel.

The spatial and temporal distribution of the arrival of signals exhibit itself a special shape which displays the paraaxial rays part in the setting up of the accumulation axial wave and, a contrario, the role of the metaaxial aperiodical rays in the rarefaction side-waves birth.



STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
 GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A DEEP UNDERWATER CHANNEL.

1. INTRODUCTION

La propagation d'une onde ultrasonore dans l'océan dépend de nombreux facteurs liés à l'environnement naturel, au premier rang desquels figurent le profil d'indice de réfraction acoustique du milieu, $n = n(x, y, z)$, et la position de la source par rapport au fond et à la surface.

Un chenal profond est une région étendue de l'océan à l'intérieur de laquelle, en raison du processus naturel de réfraction, la plupart des rayons sont réfractés vers le bas avant d'atteindre la surface et réfractés vers le haut avant d'atteindre le fond.

Il en résulte qu'un rayon reste en général confiné dans la zone moyenne du chenal, sur toute la longueur de celui-ci, sans subir d'interaction directe avec le fond ou la surface de l'océan.

Dans certaines conditions, cependant, l'influence stabilisatrice d'un chenal peut être battue en brèche par la présence d'antichenaux latéraux, alternant eux-mêmes avec des chenaux adjacents, etc...

De telles configurations sont intéressantes, dans la mesure où elles permettent de simuler de façon plus réaliste les mécanismes de propagation et de fuite dans un océan réel.

En rapportant le flot des rayons à la zone moyenne du chenal on est alors amené à distinguer trois types d'écoulement :

L'écoulement paraaxial, correspondant aux rayons centraux, vis à vis desquels l'océan semble se comporter comme un système centré de lentilles convergentes, à l'abri de l'influence déstabilisante des antichenaux latéraux.

Le flot paraaxial s'écoule dans une veine centrale du chenal.

A l'extérieur de cette veine, le jeu des processus antagonistes de convergence et de divergence donne naissance à un ou plusieurs rayons critiques, à branches infinies apériodiques, le long desquels les divers processus de réfraction se neutralisent.

L'écoulement métaaxial correspond au flot des rayons qui s'écoulent entre deux frontières critiques successives. Il y a autant d'écoulements de ce type, de chaque côté de la veine centrale, qu'il y a de rayons critiques moins un.

Les rayons d'un flot métaaxial échappent dans une certaine mesure à l'attraction du chenal central mais restent soumis à l'influence des chenaux latéraux. Ils retournent dans la zone centrale après une excursion transversale dont l'amplitude est fonction du rang de l'écoulement.

L'écoulement orthoaxial correspond aux rayons qui traversent le rayon critique le plus extérieur au chenal. Ces rayons échappent définitivement au chenal en donnant naissance à des fuites externes, irrécupérables par le seul jeu de la réfraction.

Au contraire, les rayons métaaxiaux, qui peuvent traverser plusieurs frontières critiques intérieures sans jamais quitter le chenal, peuvent être considérés comme des rayons de fuite interne.

L'existence de fuites internes et externes entraîne l'apparition de singularités sur les fonctions caractéristiques d'un rayon $R(\theta_0)$, $L(\theta_0)$, $Z(\theta_0)$ et $T(\theta_0)$ et des métamorphoses de leurs caustiques. Les caustiques d'un chenal profond éclatent en classes disjointes, paraaxiales et métaaxiales dont l'ensemble forme, dans le chenal, un réseau récurrent de courbes, cloisonné par les trajectoires des rayons critiques successifs.

Les caustiques d'une même classe sont elles-mêmes disjointes en branches fortes et en branches faibles auxquelles on est amené à associer les notions de rayon fort, F , et de rayon faible, f , ainsi que les concepts de chenal fort et de chenal faible. Ces notions ont été introduites dans un article récent (A) pour décrire les caustiques paraaxiales qui prennent naissance dans un chenal sans fuites internes.

L'objet de la présente communication est d'étendre l'analyse de (A) aux chenaux à fuites internes et de décrire, notamment, les caustiques métaaxiales et la structure spatiotemporelle des signaux reçus.

2. LE MODELE

Pour ne pas compliquer inutilement le formalisme on a gardé le modèle d'un chenal symétrique, d'axe rectiligne, $z = 0$, immergé dans un océan stratifié, de profil d'indice

$$n = n\left(\frac{z}{a}\right) \equiv \left[F\left(z, a, N_2, N_3, \dots\right) \right]^{1/2}$$

où F est une fonction paire de z , développable en série entière par rapport à z^2

$$F\left(z, a, N_2, N_3, \dots\right) = 1 - \frac{z^2}{a^2} + N_2 \frac{z^4}{a^4} + N_3 \frac{z^6}{a^6} + \dots$$

excité par une source axiale.

En choisissant convenablement le rayon de courbure du profil $a = [-\bar{n}(0)]^{-1/2}$ et les paramètres d'océan N_2, N_3, \dots , on peut donner au chenal une structure feuilletée quelconque, réelle ($F > 0$) ou virtuelle ($F < 0$) constituée par l'empilement de part et d'autre d'un chenal central \mathcal{D}_1 , de sous-chenaux latéraux \mathcal{D}_α , $\alpha = 2, 3, \dots$ séparés par des antichenaux \mathcal{A}_α , $\alpha = 1, 2, \dots$ (Figure 1).

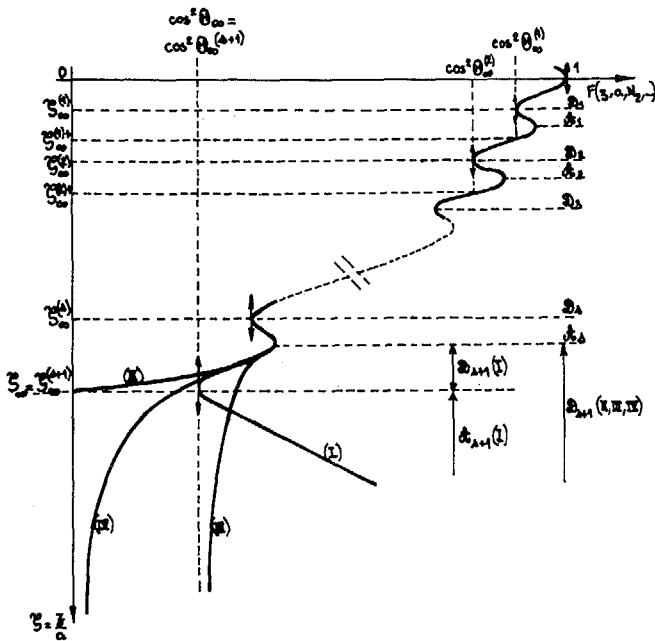


Fig.1 Profils d'indice de réfraction de chenaux à Δ niveaux de fuite interne $\mathcal{S} = \mathcal{S}_\alpha^{(n)}$, $\alpha = 1, 2, \dots, \Delta$ (voir tableau 1).

(A) "Propagation acoustique dans un chenal acoustique profond", Revue du Cethedec, NS 78-3, (1978).



STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
 GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A DEEP UNDERWATER CHANNEL.

Les rayons critiques successifs d'angle de lancement, $\theta_\alpha = \Theta_\infty^{(\alpha)}$, $\alpha = 1, 2, \dots$ correspondent aux points stationnaires $z = z_\infty^{(\alpha)}$, $\alpha = 1, 2, \dots$ du profil d'indice qui sont "vus" par la source

$$\Theta_\infty^{(\alpha)} = \text{Arc cos } n \left(\frac{z_\infty^{(\alpha)}}{a} \right)$$

$$\left. \frac{\partial n^2}{\partial z} \right|_{z=z_\infty^{(\alpha)}} = 0, \quad \alpha = 1, 2, \dots$$

On a représenté sur la Figure 1, 4 structures théoriques de ce type (I, II, III, IV) qui diffèrent entre elles, soit par les dimensions transversales du chenal (fini ou infini), soit par l'existence ou non d'un écoulement orthoaxial (c'est-à-dire de fuites externes).

TABEAU I

Chenal	I	II	III	IV
Dimensions transversales finies	oui	oui	non	non
Fuites externes	oui	non	oui	non
Nombre de niveaux de fuite interne	s	s	s	s
Nombre total de rayons critiques	s+1	s	s+1	s

Les quatre structures traitées dans (A), correspondent au cas $s = 0$ et sont intégrables de façon exacte par les fonctions élémentaires ou par des fonctions spéciales tabulées (intégrales elliptiques de LEGENDRE ou fonctions elliptiques de JACOBI). Elles se répartissent comme suit :

TABEAU II

Classe du Chenal	Profil $F(z, a, N_2, N_3, \dots)$	Désignation
IV	$1 - \frac{z^2}{a^2} + \frac{2}{3} \frac{z^4}{a^4} - \frac{17}{45} \frac{z^6}{a^6} + \dots$ $\equiv \text{sech}^2 \frac{z}{a}$	Chenal stigmatique, atypé
IV	$1 - \frac{z^2}{a^2} + \frac{z^4}{a^4} - \frac{z^6}{a^6} + \dots$ $\equiv \left(1 + \frac{z^2}{a^2}\right)^{-1}$	Chenal parabolique inverse, de type faible
II	$1 - \frac{z^2}{a^2}$	Chenal parabolique, de type fort
I	$1 - \frac{z^2}{a^2} + N \cdot \frac{z^4}{a^4}$	Chenal bicarré, de type variable, fonction de N

Pour étendre l'analyse de (A) aux chenaux à fuites internes, on a été amené à considérer les structures d'océan les plus simples, $s = 1$, qui peuvent être représentées par des profils algébriques, polynômes ou fractions rationnelles en z^2 :

TABEAU III

Classe du Chenal	Profil	Désignation
IV	$\left[1 + \frac{z^2}{a^2} + n_2 \frac{z^4}{a^4} + n_3 \frac{z^6}{a^6}\right]^{-1}$	Chenal bicubique inverse (sans fuites externes)
III	$\cos^2 \Theta_\infty + \sin^2 \Theta_\infty \left[\sin^2 \Theta_\infty + \frac{z^2}{a^2} + \dots + n_2 \frac{z^4}{a^4} + n_3 \frac{z^6}{a^6} \right]^{-1}$	idem (à fuites externes)
II	$1 - \frac{z^2}{a^2} + N_2 \frac{z^4}{a^4} + N_3 \frac{z^6}{a^6}$	Chenal bicubique
I	$1 - \frac{z^2}{a^2} + N_2 \frac{z^4}{a^4} + N_3 \frac{z^6}{a^6} + N_4 \frac{z^8}{a^8}$	Chenal tétracarré

3. EQUATION DE PROPAGATION DES RAYONS

L'équation de propagation des rayons lancés par une source axiale dans un plan méridien quelconque, peut s'écrire sous la forme :

$$(E_2) \begin{cases} \dot{\xi}(\xi) = -\xi + 2N_2 \xi^3 + 3N_3 \xi^5 + \dots \\ \xi(0) = \sin \theta_0 \\ \xi(0) = 0 \end{cases}$$

avec les notations (variables cylindriques réduites) :

$$\begin{aligned} R &= \frac{r}{a} \\ N &= \frac{v}{a} = \frac{z}{a} \\ \xi &= \frac{R}{\cos \theta_0} = \frac{z}{a \cos \theta_0} \end{aligned}$$

C'est une équation différentielle du second ordre, non linéaire, de type conservatif, dont l'intégrale première

$$(E_1) \begin{cases} [\dot{\xi}(\xi)]^2 = \sin^2 \theta_0 - \xi^2 + N_2 \xi^4 + N_3 \xi^6 + \dots \\ \xi(0) = 0 \end{cases}$$

est à variables séparées.

L'allure générale d'un rayon de label θ_0 est celle d'une courbe périodique composée d'arches égales, à un déplacement près. La flèche réduite $Z(\theta_0)$ et la portée réduite $2R(\theta_0)$ d'une arche sont données par les équations :

$$\begin{aligned} n^2(Z(\theta_0)) &= \cos^2 \theta_0 \\ R(\theta_0) &= \cos \theta_0 \cdot \int_0^{Z(\theta_0)} \frac{d\xi}{[n^2(\xi) - \cos^2 \theta_0]^{1/2}} \end{aligned}$$

La longueur optique réduite, $2L(\theta_0)$, d'une arche est donnée par l'intégrale :

$$L(\theta_0) = \int_0^{Z(\theta_0)} \frac{n^2(\xi) d\xi}{[n^2(\xi) - \cos^2 \theta_0]^{1/2}}$$

Enfin, le temps de propagation, $T(\theta_0)$, du signal reçu sous l'angle θ_0 , $\theta_0 \in [\Theta_\infty, +\Theta_\infty]$ par un récepteur axial situé à la distance r de la source, est égal à

$$T(\theta_0) = L(\theta_0) / R(\theta_0)$$

en convenant de prendre pour unité temps, le temps de propagation de l'onde axiale, $T_0 = r/c_0$.



STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
 GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A DEEP UNDERWATER CHANNEL.

La notion de force d'un rayon a été introduite dans (A). Un rayon de label $\theta_0 > 0$ est de type fort si $\frac{dR}{d\theta_0} < 0$, de type faible si $\frac{dR}{d\theta_0} > 0$, double ou atypé si $\frac{dR}{d\theta_0} = 0$. Le type d'une caustique est le type des rayons qu'elle enveloppe. Le type d'un chenal est le type du flot central, $\theta_0 \rightarrow 0$, des rayons paraaxiaux qui s'y écoulent.

4. PROPAGATION DANS UN CHENAL A FUITES INTERNES

On a étudié analytiquement les structures d'océan du Tableau III. On montre que les fonctions caractéristiques de rayons sont singulières, pour $\theta_0 = \Theta(\alpha)$, $\alpha = 1, 2, \dots$, non bornées ($R(\theta_0)$, $Z(\theta_0)$, $Z'(0)$, $T(\theta_0)$) ou discontinues ($Z(\theta_0)$).

Le cas $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ doit être examiné séparément et ne donne pas les mêmes résultats selon que les dimensions transversales du chenal sont finies (type II) ou infinies (type IV).

4.1 Chenaux de dimensions transversales finies

4.1.1 Canal bicubique de classe II, de type fort [$N_2 < \frac{2}{3}$]

Les fonctions caractéristiques $R(\theta_0)$, $Z(\theta_0)$ et $T(\theta_0)$ ont l'allure suivante : (Figure 2)

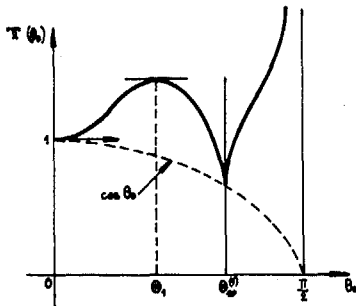
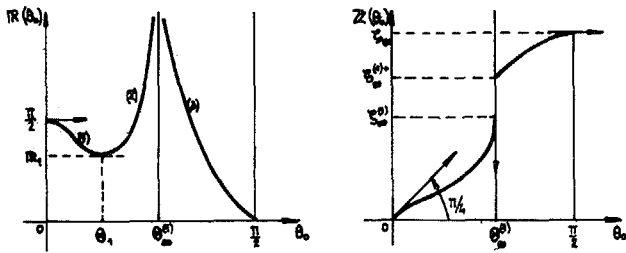


Fig.2 Fonctions caractéristiques d'un chenal bicubique de classe II, de type fort.

Les caustiques K_m , $m = 0, 1, 2, \dots$ forment un réseau récurrent dans le chenal. En se limitant à la représentation de la caustique d'ordre m , c'est-à-dire à l'enveloppe des rayons qui ont traversé m fois l'axe du chenal, on obtient la configuration suivante, Figure 3, (que l'on doit compléter par symétrie par rapport à l'axe).

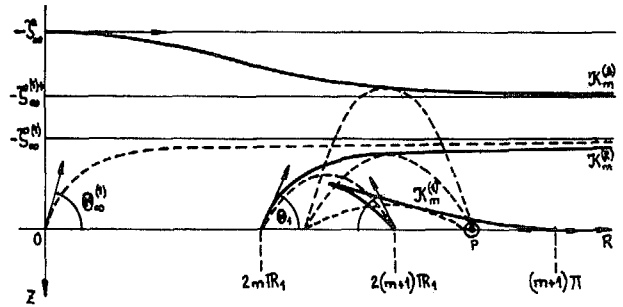


Fig.3 Caustique d'ordre m d'un chenal bicubique de classe II, de type fort.

La caustique paraaxiale éclate en deux branches disjointes $K_m^{(a)}$ et $K_m^{(b)}$ correspondant respectivement aux rayons forts $|\theta_0| < \Theta_1$ (qui donnent leur nom au chenal) et aux rayons faibles $\Theta_1 < |\theta_0| < \Theta_\infty^{(a)}$.

La caustique métaaxiale comporte deux branches symétriques disjointes, $K_m^{(3)}$, correspondant aux rayons métaaxiaux forts, $\Theta_\infty^{(a)} < |\theta_0| < \frac{\pi}{2}$.

Le chenal bicubique fort est triréfringent : par tout point P de l'axe, intérieur à la caustique forte $K_m^{(a)}$ il passe 6 rayons d'ordre m symétriques deux à deux par rapport à l'axe, alternativement de type F, f, F.

4.1.2 Canal bicubique de classe II, de type faible [$N_2 > \frac{2}{3}$]

Ce type de chenal ne laisse passer que deux catégories de rayons : les rayons paraaxiaux faibles, qui donnent leur nom au chenal, et les rayons métaaxiaux forts. Comme dans le cas précédent, il n'y a pas d'écoulement orthoaxial : la réfraction ramène tous les rayons vers l'axe. (Figures 4 et 5).

Le chenal bicubique faible est biréfringent : par tout point P de l'axe, intérieur à la caustique faible $K_m^{(a)}$, il passe 4 rayons d'ordre m , symétriques deux à deux par rapport à l'axe, alternativement de type $\frac{f}{F}$, F.

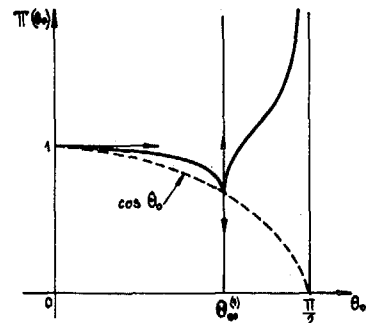
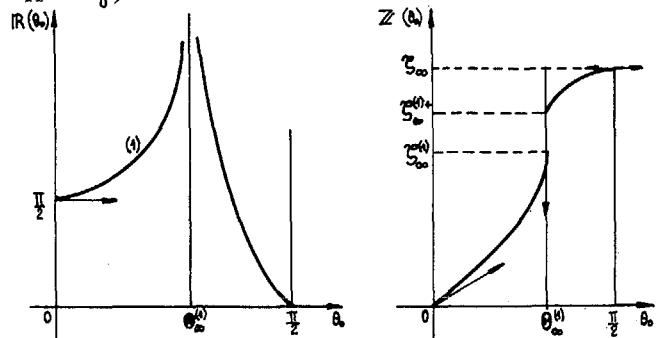


Fig.4 Fonctions caractéristiques d'un chenal bicubique de classe II, de type faible.



STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
 GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A DEEP UNDERWATER CHANNEL.

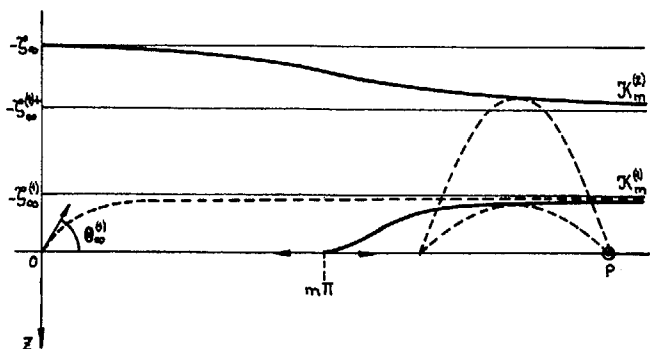


Fig.5 Caustique d'ordre m d'un chenal bicubique de classe II, de type faible.

La caustique faible des rayons directs, $K_m^{(2)}$, n'existe pas (elle dégénère et se réduit au point source).

4.1.3 Chenal tétracarré de classe I, de type fort
 $(N_2 < \frac{2}{3})$

La présence d'un angle de fuite extérieur, $\theta_0 = \theta_0^{(2)} \neq \theta_0^{(1)}$, distinct de $\frac{\pi}{2}$, modifie la nature de l'écoulement métaaxial et, corrélativement, la géométrie des caustiques métaaxiales. L'écoulement paraaxial qui ne dépend que du type du chenal, fort ou faible, ne change pas. (Figure 6).

On a représenté la configuration de la caustique d'ordre m (Figure 7) : elle comporte quatre branches disjointes, $K_m^{(\alpha)}$, $\alpha = 1, 2, 3, 4$, alternativement de type F, f, F, f, associées respectivement à l'écoulement paraaxial $\alpha = 1, 2$ et à l'écoulement métaaxial $\alpha = 3, 4$.

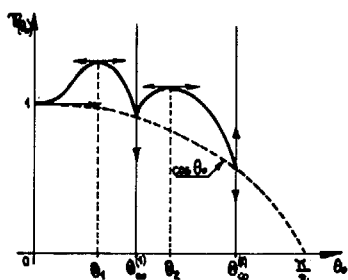
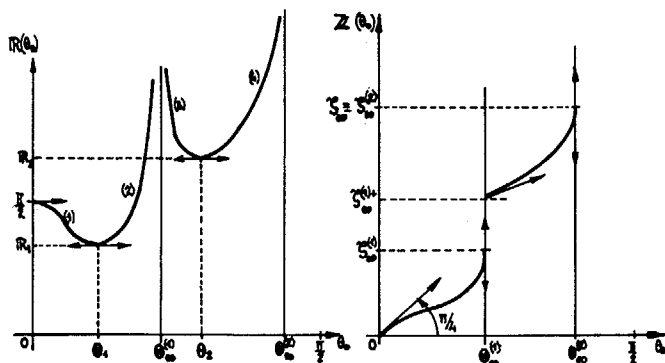


Fig.6 Fonctions caractéristiques d'un chenal tétracarré de classe I, type fort.

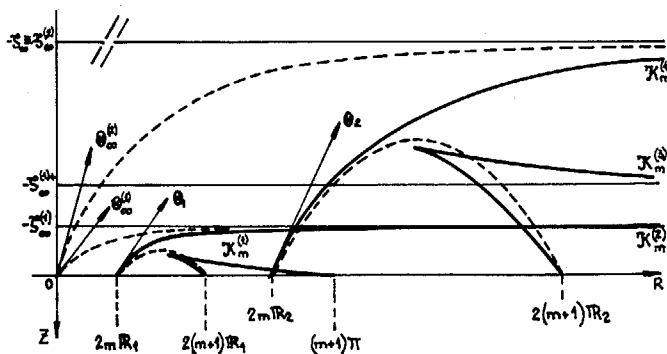


Fig.7 Caustiques d'ordre m d'un chenal tétracarré de classe I, de type fort.

Le chenal représenté, $R_2 > \frac{\pi}{2}$, est triréfringent : tout point de l'axe, intérieur à la caustique forte $K_m^{(2)}$, est éclairé par 6 rayons d'ordre m, symétriques deux à deux par rapport à l'axe, alternativement de type f, F, f.

4.1.4 Chenal tétracarré, de classe I, de type faible
 $(N_2 > \frac{2}{3})$

Le flot métaaxial ne dépend pas du type du chenal ; il conserve son caractère mixte F, f. Par contre, l'écoulement paraaxial devient uniformément faible (Figure 8). On en déduit les diagrammes caractéristiques et l'allure de la caustique d'ordre m (Figure 9).

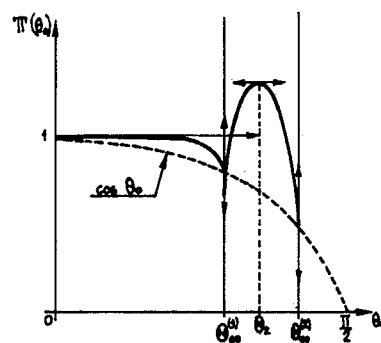
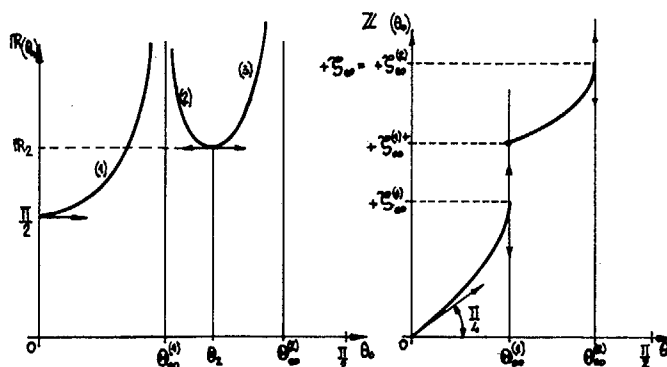


Fig.8 Fonctions caractéristiques d'un chenal tétracarré de classe I, de type faible.

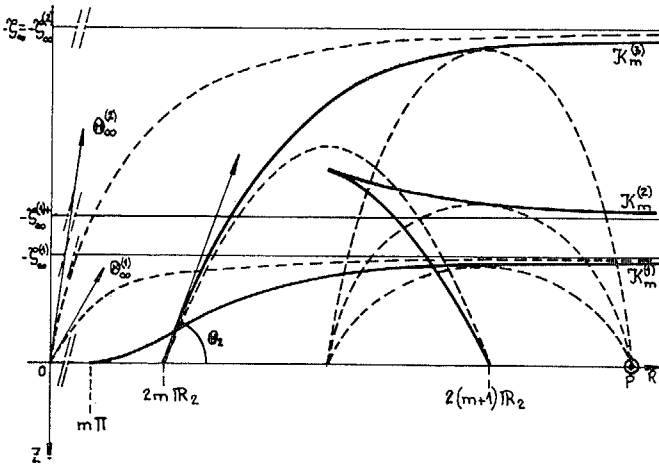


Fig.9 Caustique d'ordre m d'un chenal tétracarré de classe I, de type faible.

Les caustiques faibles $K_0^{(1)}$ et $K_0^{(2)}$ des rayons directs $m = 0$ n'existent pas : elles dégénèrent et se réduisent au point source.

4.2 Chenaux de dimensions transversales infinies

Les chenaux de classe IV forment en fait un sous-ensemble de la classe III correspondant à la valeur numérique $\Theta_\infty = \frac{\pi}{2}$.

On peut donc se contenter d'étudier la classe III puis effectuer un passage à la limite, $\Theta_\infty \rightarrow \frac{\pi}{2}$.

La classe III est elle-même très semblable à la classe I en raison de la présence de deux angles de fuite, un angle de fuite interne $\theta_0 = \Theta_\infty^{(1)}$ et un angle de fuite externe $\theta_0 = \Theta_\infty^{(2)}$.

On passe de la classe I à la classe III (voir Fig.1) en faisant tendre $\mathcal{S}_\infty \equiv \mathcal{S}_\infty^{(2)} \rightarrow \infty$. Ce changement, qui ne modifie pas les diagrammes caractéristiques de $\mathcal{R}(\theta_0)$ et $\mathcal{T}(\theta_0)$, (voir Figures 6 et 8), fait apparaître sur le diagramme de $\mathcal{Z}(\theta_0)$ une branche infinie, asymptote à la droite $\theta_0 = \Theta_\infty \equiv \Theta_\infty^{(1)}$.

On en déduit la configuration générale de la caustique d'ordre m.

4.2.1 Chenaux bicubiques-inverses de classe III, de type fort ($m_2 > \frac{1}{3}$)

La caustique d'ordre m (Figure 10), complétée par symétrie par rapport à l'axe, comporte six branches infinies, asymptotes respectivement aux quatre droites $\mathcal{S} = \pm \mathcal{S}_\infty^{(1)}$ et $\mathcal{S} = \pm \mathcal{S}_\infty^{(2)}$ et aux 2 rayons de fuite $\theta_0 = \pm \Theta_\infty$.

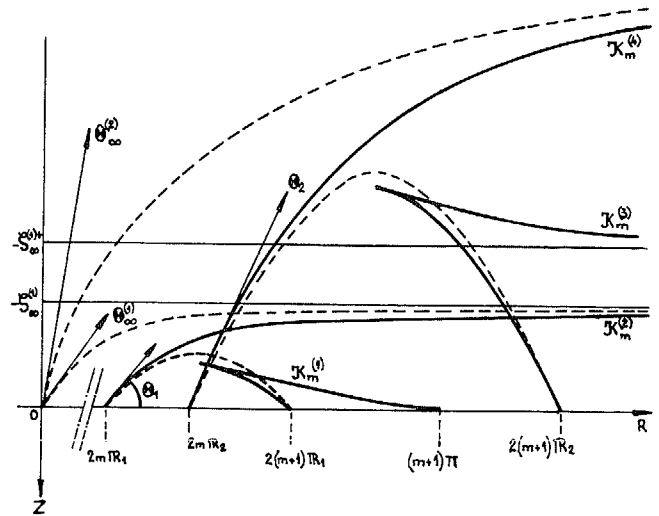


Fig.10 Caustique d'ordre m d'un chenal bicubique inverse de classe II, de type fort.

4.2.2 Chenaux bicubiques-inverses de classe III, de type faible ()

La caustique K_m (Figure 11), ne comporte que 3 branches distinctes car l'écoulement paraaxial est uniformément de type faible. On a donc la configuration suivante : (voir Figure 9).

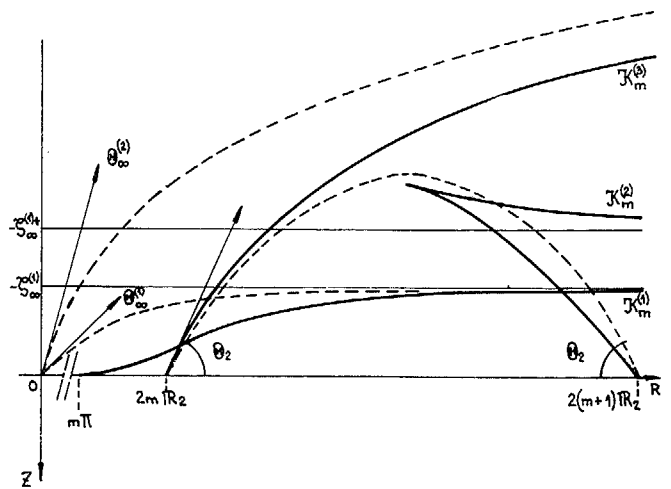


Fig.11 Caustique d'ordre m d'un chenal bicubique inverse de classe II, de type faible.

5. CONCLUSION

Les caustiques d'un chenal acoustique sous-marin, excité par une source ultrasonore, ont des formes curieuses, sujettes à métamorphoses, qu'il est intéressant d'élucider, car elles restituent à la fois la structure profonde du champ acoustique, son "squelette" en quelque sorte, et la structure de l'océan, sa "signature", à travers un certain nombre de paramètres géométriques caractéristiques, a, N_2, N_3, \dots

On a exploré l'une et l'autre à travers une double approche, analyse asymptotique des équations différentielles des rayons dans un océan stratifié de profil pair, et résolution analytique exacte de quelques modèles intégrables, d'indice de réfraction

$$n(\mathcal{S}, a, N_2, N_3, \dots) = \left(1 - \frac{\mathcal{S}^2}{a^2} + N_2 \frac{\mathcal{S}^4}{a^4} + N_3 \frac{\mathcal{S}^6}{a^6} + \dots \right)^{1/2}$$



STRUCTURES GEOMETRIQUES ET TEMPORELLES DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS
UN CHENAL SOUS-MARIN PROFOND.
GEOMETRICAL AND TEMPORAL STRUCTURES OF ACOUSTIC WAVE PROPAGATION IN A
DEEP UNDERWATER CHANNEL.

Pour décrire la structure fine des caustiques multicursales, on a été amené à introduire un certain nombre de concepts nouveaux tels que les concepts de rayon fort ou faible, de caustique forte ou faible, de chenal fort ou faible, et à définir toute une hiérarchie de chenaux instables, dits p-réfringents ($p = 1, 2, \dots$), à fuites transversales internes et/ou externes.

Toutes les implications de ce formalisme n'ont pas encore été explorées. On peut néanmoins indiquer que le jeu de ces notions a permis d'élargir considérablement l'éventail des chenaux de référence qui avaient servi de base à l'étude.

En dépit de la multiplication des rayons m - fois réfractés, p - fois réfringents, la répartition spatio-temporelle des signaux de type faible ou fort, reçus dans un chenal p - réfringent, possède une forme remarquable.

Inversement, l'analyse mathématique de la fonctionnelle caractéristique $\mathbb{T}(\theta_0 | n(z, a, N_2, N_3, \dots))$ a permis de définir les grandes lignes d'une méthode nouvelle de sondage acoustique d'un chenal.

Les rayons et les caustiques définissent le formalisme mathématique (application de l'espace physique sur l'espace des rayons) nécessaire au calcul de l'amplitude du champ par les méthodes optiques évoluées (*). Ce calcul est en cours.

(*) cf. "Modèles asymptotiques uniformes et non uniformes de la propagation acoustique au voisinage d'une caustique régulière ou cuspidée".
Revue du CETHEDDEC, n°48, 35-74 (1976).