

# NEUVIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

763



NICE du 16 au-20 MAI 1983

---

LOCALISATION DES POINTS BRILLANTS D'UNE CIBLE A PARTIR DE LA PUISSANCE DIFFRACTEE

SAILLARD Joseph

UNIVERSITE DE RENNES I - LABORATOIRE DE RADIOELECTRICITE - CAMPUS DE BEAULIEU - 35042 RENNES CEDEX

---

## RESUME

Nous présentons ici une méthode de traitement de la puissance diffractée par une cible radar dans le cas de l'approximation en zone optique.

A partir d'un diagramme de S.E.R. relevé sur un intervalle angulaire  $|0, \pi|$  nous montrons comment il est possible d'extraire les paramètres caractérisant la cible à partir du spectre obtenu dans le plan de Tchebyscheff. De plus, nous mettons en évidence les réflexions d'ordre 2.

## SUMMARY

In the case of optical approximation, we give a new method of R.C.S. diagram records processing.

From a record of diffracted power produced by a real structure over aspect angles  $|0, \pi|$  taking into account the shadow region, we show that it is possible to reconstitue the structure shape and restore the R.C.S. scatterers in using Chebyshev space, moreover we show the double reflection between each contributor.



I - INTRODUCTION

Une cible radar peut être représentée par des points brillants si la longueur d'onde  $\lambda$  est faible devant les dimensions séparant deux contributeurs. Les méthodes classiques utilisées pour la reconstitution des formes à partir de l'écho d'une cible font appel à la connaissance de l'amplitude et de la phase du champ diffracté. Notre travail présente l'originalité de n'utiliser que l'amplitude  $|\sigma|$  de la puissance diffractée pour une longueur d'onde donnée, grandeur facilement observable. Notre but est de détecter, localiser les points brillants et de reconstituer le diagramme de S.E.R. de chaque point.

Considérons (figure 1), N points brillants repérés dans un espace lié à la cible par les vecteurs  $\vec{d}_{oj}$ , o étant l'origine d'un référentiel (x,y,z), j le point considéré. Soit  $\vec{V}$  un vecteur unitaire pris suivant la direction  $\Delta$  de propagation dans le sens cible-radar. Désignons par  $\sigma_j(\vec{V})$  les diagrammes de S.E.R. des points brillants. Le système est défini par 3N composantes, N diagrammes de S.E.R. propres  $\sigma_j(\vec{V})$ , N déphasages propres  $\phi_j$ , N vecteurs  $\vec{d}_{oj}$ .

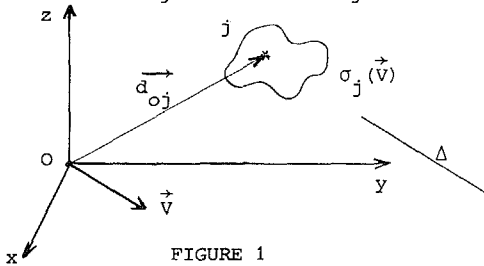


FIGURE 1

La S.E.R.  $\sigma$  produit par les N points brillants de la cible s'écrit :

$$(1) \sigma(\vec{V}) = \left| \sum_{j=1}^N \sqrt{\sigma_j(\vec{V})} e^{j \left( \frac{4\pi}{\lambda} |\vec{d}_{oj} \cdot \vec{V}| + \phi_j \right)} \right|^2$$

En négligeant les déphasages propres  $\phi_j$ , car l'erreur commise sur les distances étant ad maximum  $\lambda/2$ , le système devient isophasé et l'expression (1) conduit à la relation suivante :

$$(2) \sigma(\vec{V}) = \sum_{j=1}^N \sigma_j(\vec{V}) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \left\{ \sqrt{\sigma_j \sigma_k} \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} \vec{d}_{jk} \cdot \vec{V} \right) \right\}$$

II - MULTIPPOINT PLAN

Pour cette famille de structure (figure 2), l'expression de la S.E.R. s'écrit :

$$(3) \sigma(\theta) = \sum_{j=1}^N \sigma_j(\theta) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j(\theta) \sigma_k(\theta)}$$

$$\cos \frac{4\pi}{\lambda} \left\{ |\vec{d}_{jk}| \cos(\theta + \phi_{jk}) \right\}$$

$|\vec{d}_{jk}|$  : distance entre les points j et k  
 $\phi_{jk}$  : angle d'incidence du bipoint jk à l'origine des observations

$\theta$  : angle d'observation (angle formé par la droite de l'origine des observations et par la droite de la direction des observations).

La S.E.R.  $\sigma$  est une somme de  $\frac{N \cdot (N-1)}{2}$  fonctions oscillantes de la forme :

$$2\sqrt{\sigma_j(\theta) \sigma_k(\theta)} \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} |\vec{d}_{jk}| \cos(\theta + \phi_{jk}) \right\}$$

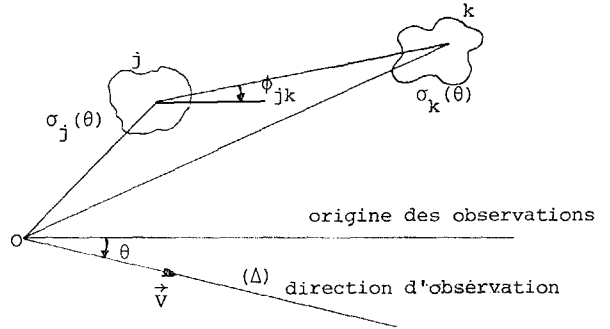


FIGURE 2

III - BIPOINT ISOTROPE

A) ETUDE MATHEMATIQUE

Dans ce cas, le diagramme de S.E.R. de chaque point brillant est indépendant de  $\theta$ . Dans le plan des observations, l'expression de la S.E.R. prend la forme :

$$\sigma(\theta) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos \left\{ m\pi \cos(\theta + \phi) \right\}$$

en posant :  $\phi_{12} = \phi$  ;  $d_{12} = d$  ;  $m = \frac{4d}{\lambda}$

$\sigma(\theta)$  devient dans le plan de Tchebyscheff  $\sigma(u)$  avec :

$$\cos \theta = u, \quad c = m\pi \cos \phi, \quad D = m\pi \sin \phi$$

$$\sigma(u) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos(m\pi \cos(\phi + \arccos u)) \text{ ou encore :}$$

$$\sigma(u) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos(cu - D\sqrt{1-u^2})$$

Effectuons une décomposition en série de Fourier de la S.E.R.  $\sigma(u)$ , posons :

$$f(u) = \cos(cu - D\sqrt{1-u^2}) = f_1(u) + f_2(u), \quad \text{avec :}$$

$$f_1(u) = \cos c u \cos(D\sqrt{1-u^2}) \text{ et } f_2(u) = \sin c u \sin(D\sqrt{1-u^2})$$

Ainsi la fonction  $f_1(u)$  est paire et  $f_2(u)$  est impaire.

En intégrant sur l'intervalle  $[-1, 1]$  dans le plan transformé, ce qui correspond à l'intervalle  $[180^\circ, 0^\circ]$  ou  $[180^\circ, 360^\circ]$  dans le plan des observations, nous trouvons :

$$a_0 = 2 \int_0^1 \cos c u \cos D\sqrt{1-u^2} du$$

$$a_n = 2 \int_0^1 \cos c u \cos D\sqrt{1-u^2} \cos n\pi u du$$

$$b_n = 2 \int_0^1 \sin c u \sin D\sqrt{1-u^2} \sin n\pi u du$$

Dans le cas où  $\phi \neq 0$ , c'est-à-dire  $D \neq 0$ , nous sommes ramenés à intégrer des équations de la forme :

$$g_1(a,b) = \int_0^1 \cos b u \cos a\sqrt{1-u^2} du \quad \text{et}$$

$$g_2(a,b) = \int_0^1 \cos b u \sin a\sqrt{1-u^2} du$$

Nous obtenons, avec  $r = \sqrt{a^2 + b^2}$  :

$$g_1(a,b) = \frac{\pi a}{4} \left\{ J_2(r) + J_0(r) \right\}$$

$$g_2(a,b) = \frac{2}{r} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_{2(k-1)}(r) - J_{2k}(r)}{(2k-1)} \cdot \cos(2k-1) \text{Arctg } \frac{b}{a} \right\} + \frac{2b}{r} \sin b$$

Dans le cas où l'argument d'une fonction de Bessel est grand, il est possible d'approximer la fonction par la forme asymptotique suivante :  $J_\nu(z) = \sqrt{2/\pi z} \cos \phi$

$$\phi = z - \left( \frac{\nu}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$$

LOCALISATION DES POINTS BRILLANTS D'UNE CIBLE A PARTIR DE LA PUISSANCE DIFFRACTEE

alors  $g_2(a,b)$  s'écrit : 
$$\frac{2b \sin b - \sqrt{\frac{\pi}{4}} (\cos \sqrt{r} + \sin \sqrt{r})}{r^2}$$

Le tableau 1 donne la valeur des coefficients  $a_o, a_n$  et  $b_n$  pour  $\phi = 0, m = 4d/\lambda$  entier ou non.

TABEAU 1

	m entier	m non entier
$a_o$	0	$\frac{2}{m\pi} \sin m\pi$
$a_n$	0 si $m \neq n$ 1 si $m = n$	$\frac{2 \sin(m \pm n)\pi}{\pi (m \pm n)}$
$b_n$	0	$2 - \frac{\cos(n \pm m)\pi}{(n \pm m)\pi}$

Si l'origine des observations est quelconque  $\phi \neq 0$ , les valeurs des coefficients du développement de Fourier sont :

$$a_o = \frac{m\pi^2}{2} \sin \phi \left[ J_o(m\pi) + J_2(m\pi) \right]$$

$$a_n = \frac{m\pi^2}{4} \sin \phi \left[ J_o(\mu\pi) + J_2(\mu\pi) \right]$$

$$b_n = \frac{2\pi v \sin \pi v - \sqrt{\frac{\pi}{4}} (\cos \mu\pi + \sin \mu\pi)}{\mu^2 \pi^2}$$

avec :  $\mu = (m^2 + n^2 \pm 2mn \cos \phi)^{1/2} \quad v = m \cos \phi \pm n$

Appelons  $S_n$  le spectre d'amplitude  $\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$

A partir de ces expressions, nous remarquons que le spectre de  $\sigma(u)$  est  $2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$  fois celui de  $f(u)$ , pour la raie d'ordre zéro, nous devons ajouter la quantité  $\sigma_1 + \sigma_2$ , qui représente la somme des S.E.R. de chaque contributeur.

Vu nos hypothèses nous pouvons admettre que  $\frac{4d}{\lambda}$  est entier. Le spectre  $S_n$  de  $\sigma(\theta)$  dans le plan de Tchebyscheff, pour un angle d'incidence  $\phi$  nul à l'origine des observations, se réduit à deux raies, la raie d'ordre zéro dont l'amplitude est  $\sigma_1 + \sigma_2$  et la raie d'ordre  $n = m = \frac{4d}{\lambda}$ .

La position de la raie nous permet de trouver la distance  $d$  et son amplitude vaut  $2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$ . Grâce à cette méthode, il est possible d'accéder aux grandeurs géométriques du bipoint, en ne connaissant que la puissance du champ diffracté.

B) EXPERIMENTATION

Vu la base de mesures utilisée afin d'être dans des conditions expérimentales satisfaisantes, nous nous sommes imposés un rayon maximal de 4 cm pour chaque corps et une envergure de 50 cm à 10 GHz. La valeur de la S.E.R. d'une sphère est alors de 0,005 m<sup>2</sup>. Afin d'améliorer le rapport signal/bruit nous avons choisi des cylindres de rayon 4 cm et de longueur 20 cm. La valeur de la S.E.R. sous incidence normale est de 0335 m<sup>2</sup>.

La figure 3 montre le diagramme de diffraction constitué par une structure composée de deux cylindres identiques distants entre leur axe de 42 cm,  $f = 10$  GHz, angle d'observation compris entre  $[0$  et  $\pi]$ .

Nous remarquons une modulation d'amplitude du diagramme ainsi qu'une perturbation de celui-ci au voisinage de 0 et  $\pi$  due à l'effet d'ombre.

La figure 4 donne l'enveloppe du spectre d'amplitude pour un angle d'incidence à l'origine des observations variant entre  $-29^\circ$  et  $+23^\circ$ .

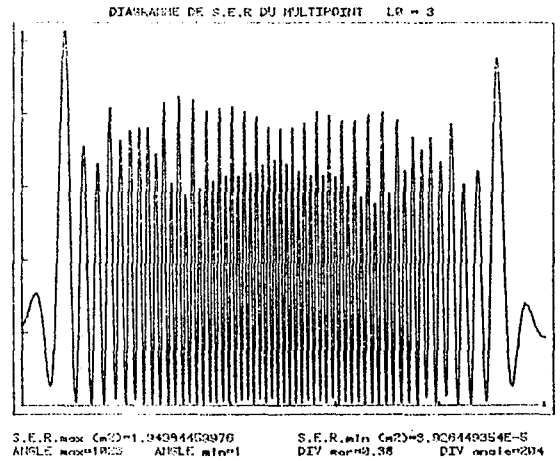


FIGURE 3

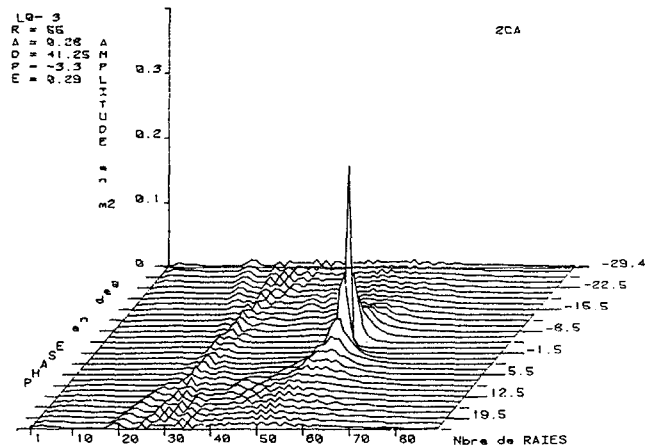


FIGURE 4

Ce relevé permet de trouver la distance entre les points  $d = 41,25$  cm. Cette différence est due à l'effet d'ombre il y a "absorption" d'un maximum d'interférence. La S.E.R. de chaque point est 0,270 m<sup>2</sup>. De plus nous mettons en évidence des raies situées autour de  $m/2$  dont la cause principale est la réflexion d'un corps sur l'autre  $|2|$ .

IV - INFLUENCE DES REFLEXIONS D'ORDRE 2 SUR L'EXPRESSION DE LA S.E.R.<sub>oo</sub>

Considérons maintenant  $N$  points brillants auxquels nous associons les réflexions d'ordre 2 définies comme la réflexion d'un point sur un autre point. La S.E.R.<sub>oo</sub> produit par les  $N$  points brillants et leur couplage deux à deux s'écrit :

$$\sigma(\vec{v}) = \left| \sum_{j=1}^N \sqrt{\sigma_j(\vec{v})} e^{j \frac{4\pi}{\lambda} (\vec{d}_{1j} \cdot \vec{v})} + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{c_{jk}(\vec{v})} e^{j \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{d}_{jk} + (\vec{d}_{1j} + \vec{d}_{1k}) \cdot \vec{v})} \right|^2$$

$c_{jk}(\vec{v})$  représente l'amplitude du coefficient de couplage entre les points  $j$  et  $k$  suivant la direction  $\vec{v}$ .



LOCALISATION DES POINTS BRILLANTS D'UNE CIBLE A PARTIR DE LA PUISSANCE DIFFRACTEE

En négligeant les produits d'interférence des couplages entre eux  $c_{jk} |\vec{v}| \cdot c_{lm} |\vec{v}|$  et la somme des produits des termes de couplage, la fonction  $\sigma |\vec{v}|$  prend la forme :

$$\sigma(\vec{v}) = \sum_{j=1}^N \sigma_j(\vec{v}) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j(\vec{v}) \sigma_k(\vec{v})} \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} \vec{d}_{jk} \cdot \vec{v} \right\} + 8 \sum_{\ell=1}^N \sqrt{\sigma_{\ell}(\vec{v})} \cdot \left\{ \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{c_{jk}(\vec{v})} \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} |\vec{d}_{jk}| + (\vec{d}_{jk} \cdot \vec{v}) \right) \right\}$$

En appliquant ces résultats à un bipoint isotrope pour un angle d'incidence nul à l'origine des observations, nous obtenons :

$$\sigma(\vec{v}) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos \left\{ \frac{4\pi d}{\lambda} \cos \theta \right\} + 8(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}) \sqrt{c_{12}} \cos \left\{ \frac{2\pi d}{\lambda} (1 + \cos \theta) \right\}$$

Dans le plan de Tchebyscheff, le spectre  $S_n$  met en évidence la raie principale à  $n = m = 4d/\lambda$  et une raie supplémentaire à  $n/2 = 2d/\lambda$  dont l'amplitude est  $8\sqrt{c_{12}}(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2})$  (figure 4).

Du point de vue spectral, tout se passe comme s'il existait un point brillant supplémentaire situé au milieu de la droite  $d$  et dont l'amplitude serait  $\sigma_c = 4c_{12}$ .

V - MULTIPOINT ISOTROPE ALIGNE

Les relations précédentes s'appliquent pour un multipoint aligné, d'ordre  $N$ , si nous négligeons les réflexions d'ordre 2, le nombre de raies est au maximum de  $\frac{N \cdot (N-1)}{2}$ , par contre, il passe à  $\frac{N}{8} \cdot (N^2 - 1)$  si nous les prenons en compte.

La figure 5 nous donne le diagramme de S.E.R. d'un tricylindre aligné isotrope sur l'intervalle  $0, \pi$   $\lambda = 3$  cm.

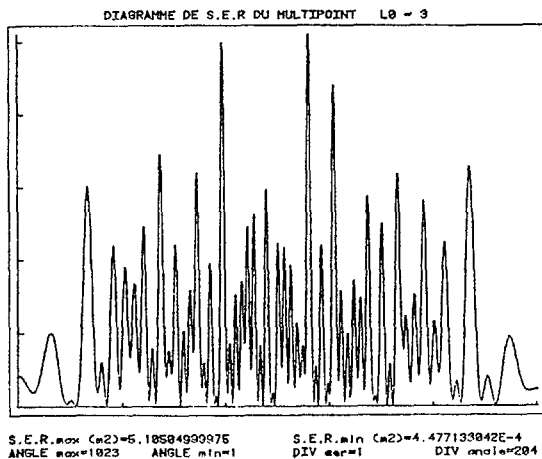


FIGURE 5

La figure 6 représente l'enveloppe du spectre d'amplitude obtenu dans le plan de Tchebyscheff de la structure considérée pour un angle d'incidence à l'origine des observations variant de 0 à 23°.

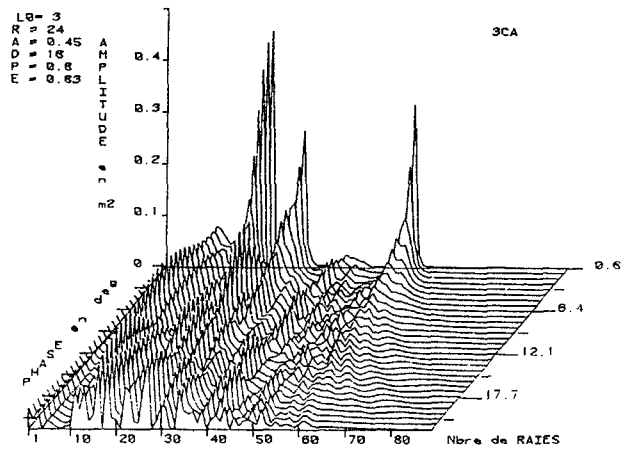


FIGURE 6

Sur la figure 7 est tracé le spectre d'amplitude pour l'angle d'incidence donnant le maximum d'amplitude des raies.

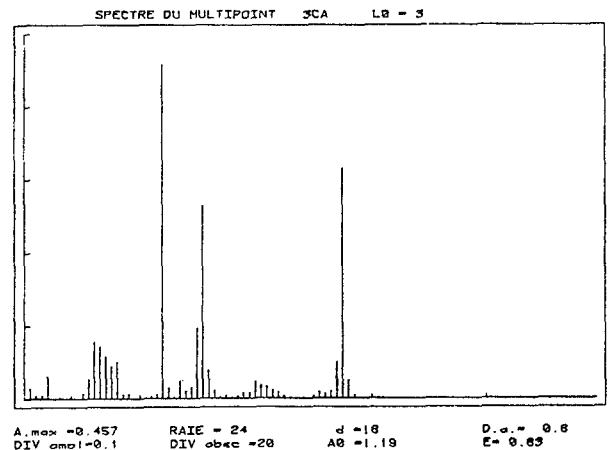


FIGURE 7

Nous mettons en évidence trois raies principales et des raies secondaires de faible amplitude qui correspondent aux combinaisons des distances obtenues avec les trois points brillants principaux et trois autres points brillants supplémentaires équivalents dus au couplage.

Les raies principales sont à 24, 31, 55 auxquelles correspondent les distances 18, 24 et 42 cm à  $\lambda/4$  près.

La structure retrouvée est représentée figure 8.

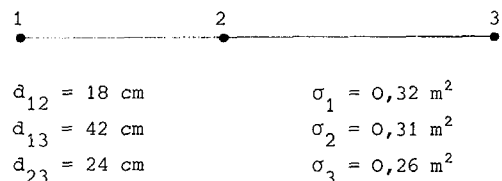


FIGURE 8

VI - CRITERE DE LOCALISATION D'UN BIPOINT

Considérons un bipoint  $jk$  (figure 9).

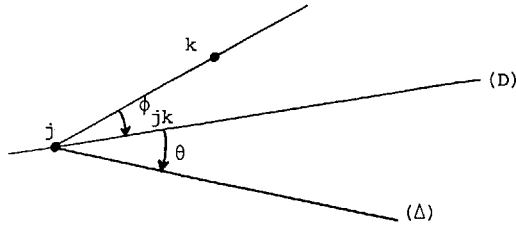


FIGURE 9

Soit D la droite passant par j, droite de la direction des observations à l'origine des observations et Δ la droite courante de la direction des observations. θ est appelé angle d'observation.

Soit  $\phi_{jk}$  l'angle formé par la droite passant par les points j et k et la droite (D). Si  $\phi_{jk} = 0$ , le spectre d'amplitude de la S.E.R. dans le plan Tchebyscheff se réduit à une seule raie par contre, si  $\phi_{jk}$  croît, le spectre obtenu s'élargit, l'amplitude des raies diminue.

Nous avons vu que pour un bipoint la S.E.R. s'écrit :  $\sigma(\theta) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1\sigma_2} \cos(m\pi \cos(\theta + \phi))$

Dans le plan de Tchebyscheff on obtient alors pour :

$$\phi = 0 \quad h_0(u) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1\sigma_2} \cos m\pi u \quad \phi = \alpha = \text{qcq}$$

$$h_\alpha(u) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1\sigma_2} \cos \{m\pi \cos \alpha u - (m\pi \sin \alpha) \sqrt{1-u^2}\}$$

En appliquant l'identité de Parseval à ces fonctions, on obtient :

$$\int_{-1}^1 [h_0(u)]^2 du = \frac{a_0^2}{2} + a_n^2$$

$$\int_{-1}^1 [h_\alpha(u)]^2 du = \frac{a_0^2}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2)$$

Soit N le nombre de termes du développement en série de Fourier et M le maximum de  $(a_i^2 + b_i^2)$  pour  $1 < i < N$ .

Calculons la fonction d'erreur  $E_\alpha$  définie comme :

$$E_\alpha = \int_{-1}^1 [h_\alpha(u)]^2 du - \frac{a_0^2}{2} - M = \left[ \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) - M \right]$$

$E_\alpha$  est toujours positif pour α quelconque.

Si α = 0 la fonction  $E_\alpha$  devient nulle donc minimale.

La détection du minimum de la fonction E permet de déterminer l'angle d'incidence du bipoint jk donc de situer la première valeur angulaire de l'étude (zéro relatif).

VII - DETECTION DES PARAMETRES D'UN BIPOINT NOYE DANS UN MULTIPOINT PLAN

Nous négligeons pour cette étude les réflexions d'ordre 2. La relation (3) donnant la S.E.R. d'un multipoint plan d'ordre N s'écrit dans le plan de Tchebyscheff :

$$h_N(u) = \sum_{j=1}^N \sigma_{j+2} \sum_{k=j+1}^{N-1} \sum_{l=k+1}^N \sqrt{\sigma_l \sigma_k} \left\{ \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} d_{jkl} \cos(\phi_{jkl} + \arccos u) \right) \right\}$$

posons :

$$g_N(u) = h_N(u) - \sum_{j=1}^N \sigma_j = 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j \sigma_k} f_{jk\phi}(u)$$

avec :

$$f_{jk\phi}(u) = \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} d_{jk} \cos(\phi_{jk} + \arccos u) \right\}$$

Le développement en série de Fourier de  $f_{jk\phi}(u)$  dans l'intervalle  $[-1, 1]$  est de la forme :

$$f_{jk\phi}(u) = \frac{1}{2} a_{0jk\phi} + \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ a_{pjk\phi} \cos p\pi u + b_{pjk\phi} \sin p\pi u \right\}$$

La valeur des coefficients est donnée au paragraphe III. Le développement en série de Fourier de  $h_N(u)$  s'écrit :

$$h_N(u) = \sum_{j=1}^N \left( \frac{a_0}{2} \right)_j + \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j \sigma_k} a_{0jk\phi} + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \left\{ \sqrt{\sigma_j \sigma_k} (a_{pjk\phi} \cos p\pi u + b_{pjk\phi} \sin p\pi u) \right\}$$

En appliquant l'identité de Parseval, nous trouvons :

$$\int_{-1}^1 [h_N(u)]^2 du = 2 \left( \sum_{j=1}^N \left( \frac{a_0}{2} \right)_j + \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j \sigma_k} a_{0jk\phi} \right)^2 + 4 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sigma_j \sigma_k \left\{ a_{pjk\phi}^2 + b_{pjk\phi}^2 \right\}$$

Chaque raie d'ordre p est une somme de  $\frac{N(N-1)}{2}$  raies élémentaires représentant chaque bipoint. Le spectre  $f_N(u)$  est à spectre large.

Considérons maintenant que la fonction  $f_N(u)$  représente la S.E.R. d'un multipoint de  $\frac{N(N-1)}{2}$  bi-points ayant un angle d'incidence quelconque à l'origine des observations et d'un bipoint particulier (l,m) ayant un angle d'incidence nul à l'origine des observations.

La S.E.R. s'écrit dans le plan de Tchebyscheff :

$$h_N^*(u) = \sum_{j=1}^N \sigma_{j+2} \sum_{k=j+1}^{N-1} \sum_{l=k+1}^N \sqrt{\sigma_l \sigma_k} (1 - \delta_{jl} \delta_{km}) \cos \left\{ \frac{4\pi d_{jkl}}{\lambda} \cos(\phi_{jkl} + \arccos u) \right\} + 2\sqrt{\sigma_l \sigma_m} \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} d_{lm} u \right)$$

avec  $\delta_{pq} = 1$  si  $p = q$  et  $\delta_{pq} = 0$  si  $p \neq q$

En appliquant l'identité de Parseval à  $h_N^*(u)$ , nous trouvons :

$$\int_{-1}^1 [h_N^*(u)]^2 du = 2 \left( \sum_{j=1}^N \left( \frac{a_0}{2} \right)_j + \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N (1 - \delta_{jl} \delta_{km}) \sqrt{\sigma_j \sigma_k} a_{0jk\phi} \right)^2$$

$$+ 4 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sigma_j \sigma_k (1 - \delta_{jl} \delta_{km}) \cdot (a_{pjk\phi}^2 + b_{pjk\phi}^2) + 4\sigma_l \sigma_m$$

Ceci montre que la fonction  $h_N^*(u)$  est à spectre large, mais son spectre possède une raie prépondérante d'ordre  $\frac{4d_{lm}}{\lambda}$ . Schématiquement, l'enveloppe du spectre d'amplitude  $h_N(u)$  et de  $h_N^*(u)$  est représentée sur la figure 10.



LOCALISATION DES POINTS BRILLANTS D'UNE CIBLE A PARTIR DE LA PUISSANCE DIFFRACTEE

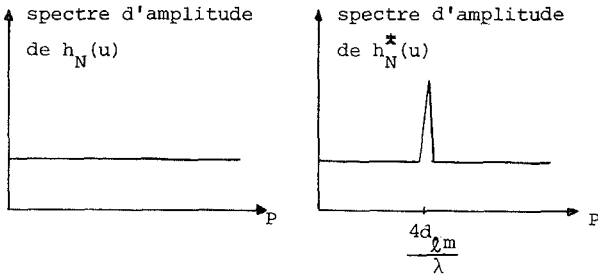


FIGURE 10

Lors de la présence d'une raie prépondérante notre détecteur E passera par un minimum ainsi il nous sera possible de trouver les paramètres géométriques d'un des bipoints formant le multipoint.

Nous avons relevé la S.E.R. sur l'intervalle [0, 2π] d'un multipoint plan composé de trois cylindres identiques placés verticalement, la structure du tri-cylindre est représentée figure 11. La S.E.R. obtenue est tracée figure 12.

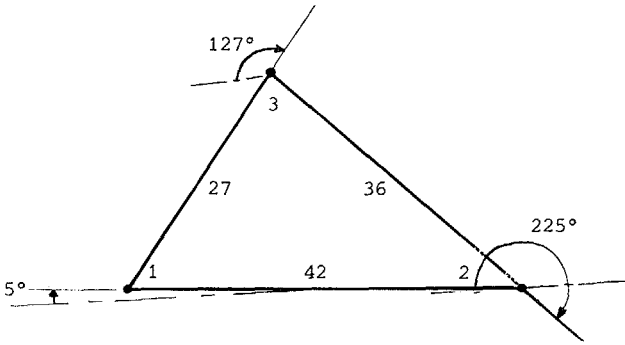
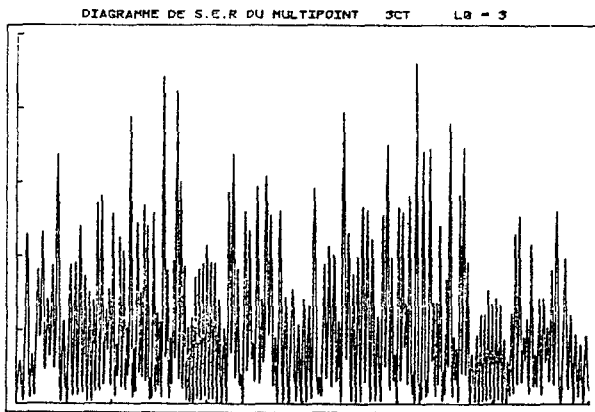


FIGURE 11



S.E.R. max = 4 S.E.R. min = 0 ANGLE max = 359.9 ANGLE min = 0 DIV car = 0.8 DIV angle = 50

FIGURE 12

A partir des spectres obtenus dans le plan de Tchebyscheff pour différents angles d'incidence nous avons dressé le tableau 2.

TABLEAU 2

DISTANCE		ANGLE		AMPLITUDE	
vraie	obtenue	vraie	obtenue	vraie	obtenue
42	41,25	5°	5°	0,335	0,48
27	28,5	127°	128°	0,335	0,18
36	36	225°	228°	0,335	0,21

La figure 13 montre, pour un intervalle angulaire de 112° à 146° le spectre obtenu dans le plan transformé.

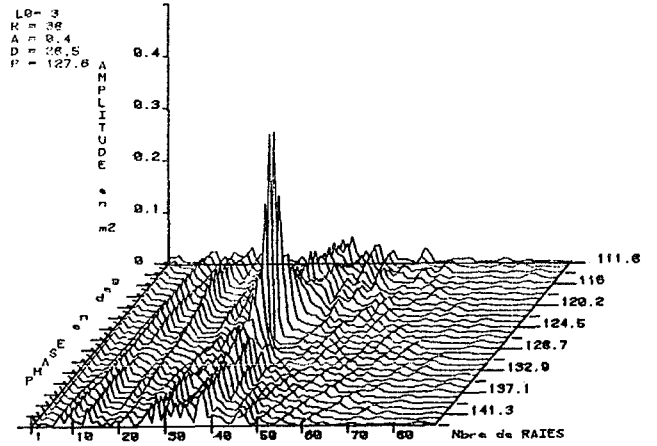


FIGURE 13

Grâce à cette méthode, il est possible de reconstituer la structure d'un multipoint plan isotrope, angle et distance ainsi que d'estimer les valeurs des S.E.R. du multipoint.

VIII - MULTIPPOINT ANISOTROPE ALIGNE

L'anisotropie se manifeste par la variation du diagramme de S.E.R. fonction de l'angle d'observation. Nous désirons avoir accès aux paramètres géométriques et à l'amplitude de chaque diagramme.

Dans un article [3] nous nous proposons une méthode permettant de remonter au diagramme de chaque contributeur, celle-ci est basée sur la pseudo-périodicité du diagramme. Nous définissons N<sub>p</sub> pseudo-périodes, dans le plan de Tchebyscheff, à partir de celles-ci nous déterminons pour chaque intervalle les valeurs des S.E.R. correspondantes. Pour être aisément applicable, cette méthode implique que le P.G.C.D. des distances entre chaque point soit très supérieur à 1.

Dans le cas d'un multipoint anisotrope aligné, l'expression (3) dans le plan de Tchebyscheff s'écrit :

$$\sigma(u) = \sum_{j=1}^N \sigma_j(u) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N \sqrt{\sigma_j(u)\sigma_k(u)} \cos\{m\pi \cos(\phi_{jk} + \arccos u)\}$$

Pour un bipoint ayant un angle d'incidence nul  $\sigma(u)$  devient :  $\sigma_1(u) + \sigma_2(u) + 2\sqrt{\sigma_1(u)\sigma_2(u)} \cos m\pi u$ .

La variation de  $\sigma_1(u) + \sigma_2(u)$  est plus lente que celle de  $\cos m\pi u$ . Analysons le signal  $\sigma(u)$  dans l'intervalle [-1, 1]. Le spectre "BF" observé dans le plan u est celui de  $\sigma_1(u) + \sigma_2(u)$ . Il possède p' raies significatives avec  $p' \ll m$ .

Nous pouvons écrire :

$$\sigma_1(u) + \sigma_2(u) = a_0' + \sum_{i=1}^{p'} a_i' \cos i\pi u + \sum_{i=1}^{p'} b_i' \sin i\pi u$$

Le spectre de  $\sigma_1(u)$  et de  $\sigma_2(u)$  possède au plus p' raies significatives. Celui de  $\sqrt{\sigma_1(u)\sigma_2(u)}$ , p raies significatives  $p' < p \ll m$ .

Nous sommes en présence d'une modulation d'amplitude. La porteuse est  $\cos m\pi u$  ; le signal modulateur  $\sqrt{\sigma_1(\theta)\sigma_2(\theta)}$  est la somme de composantes sinusoidales et d'une constante. Le signal modulé peut être mis sous la forme :



## LOCALISATION DES POINTS BRILLANTS D'UNE CIBLE A PARTIR DE LA PUISSANCE DIFFRACTEE

$$a_0 \cos m\pi u$$

$$+ \sum_{i=1}^p \frac{a_i}{2} \left\{ \cos(m-i)\pi u + \cos(m+i)\pi u \right\}$$

$$+ \sum_{i=1}^p \frac{b_i}{2} \left\{ \sin(m-i)\pi u + \sin(m+i)\pi u \right\}$$

Le spectre d'amplitude fait apparaître  $2p+1$  raies.

- La raie principale d'ordre  $n = m = 4d/\lambda$  permet de trouver la distance  $d$ , son amplitude est proportionnelle, sur l'intervalle d'intégration, à la valeur moyenne du produit des S.E.R. du bipoint.

- Les quantités  $m-i$  sont toutes positives et constituent la bande latérale inférieure du spectre, leurs amplitudes sont  $\frac{1}{4}(a_i^2 + b_i^2)$

- Les quantités  $m+i$  constituent la bande latérale supérieure du spectre. Les spectres des deux bandes latérales sont symétriques par rapport à la raie  $n = m = 4d/\lambda$ .

Toute l'information sur le signal modulateur  $\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$  est contenue dans le spectre d'amplitude et de phase situé de part et d'autre de la raie  $m$  dont l'excursion est  $p$ .

Grâce à une démodulation d'amplitude, (détection d'enveloppe ou démodulation synchrone), nous restituons le signal modulateur.

Nous avons appliqué cette méthode au diagramme de S.E.R. d'un bipoint anisotrope relevé expérimentalement (figure 14). Sur la figure 15 nous avons tracé : le signal modulateur ( $S_m$ )  $2\sqrt{\sigma_1(\theta)}\sqrt{\sigma_2(\theta)}$  obtenu à partir des relevés expérimentaux de  $\sigma_1(\theta)^2$  et de  $\sigma_2(\theta)$  et le signal modulateur ( $S_{mr}$ ) reconstitué après traitement. Une bonne concordance existe entre ces deux courbes excepté pour la zone d'ombre dont son influence est négligée pour  $S_{mr}$ .

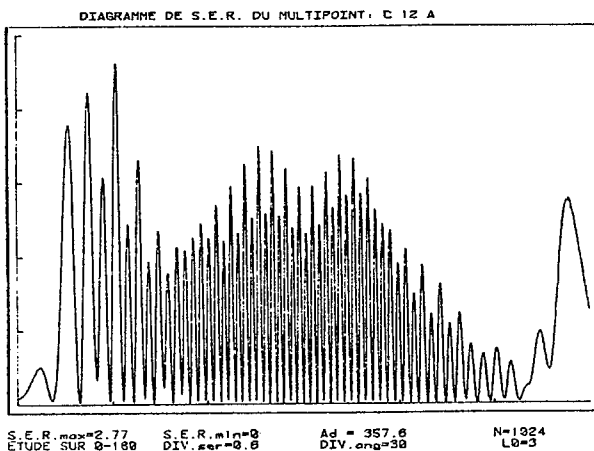


FIGURE 14

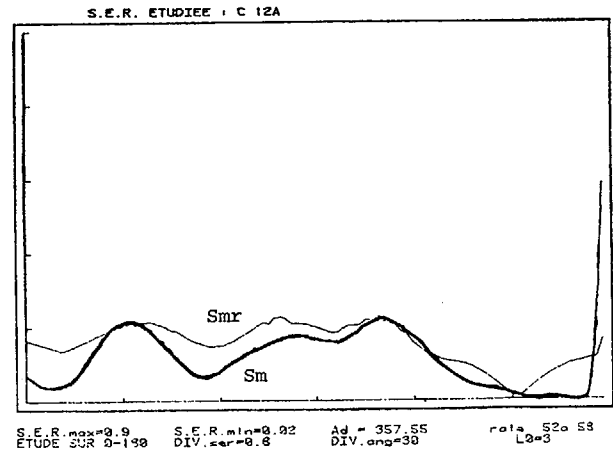


FIGURE 15

## IX - CONCLUSION

A partir de la seule connaissance de la puissance diffractée relevée expérimentalement, donc en tenant compte de l'effet d'ombre, il est possible pour des structures isotropes alignées ou planes, de localiser les points brillants (angle d'incidence des bipoints, distance entre les points), d'estimer la valeur de leur S.E.R. et de mettre en évidence la réflexion d'ordre 2.

Actuellement nous effectuons des traitements sur des enregistrements de multipoints anisotropes alignés, ces résultats seront présentés lors du Colloque. Ensuite nous traiterons des diagrammes de S.E.R. de cibles plus complexes auxquels nous appliquerons les méthodes exposées.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] SAILLARD J., CHASSAY G.  
Méthode originale d'analyse du diagramme de diffraction en puissance d'une cible radar en vue de la reconnaissance des formes. Annales des Télécommunications, tome 36, n° 5-6, mai-juin 1981, p. 359-368.
- [2] SAILLARD J.  
R.C.S. Diagram records processing in Chebyshev space. Electronics Letters, 19th august 1982, vol. 18, p. 729-731.
- [3] SAILLARD J.  
Anisotropic linear target recognition from R.C.S. diagram. Electronics Letters, 18th February 1982, vol. 18, p. 181-183.