Mesure de rugosité par interférométrie acoustique et corrélation de speckles

C. Gazanhes, A. Calaora, R. Condat

► To cite this version:

C. Gazanhes, A. Calaora, R. Condat. Mesure de rugosité par interférométrie acoustique et corrélation de speckles. *Revue de Physique Appliquée*, 1980, 15 (10), pp.1553-1561. 10.1051/rphysap:0198000150100155300 . jpa-00244880

HAL Id: jpa-00244880

<https://hal.science/jpa-00244880>

Submitted on 1 Jan 1980

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
68.43 — 68.62

Mesure de rugosité par interférométrie acoustique et corrélation de *speckles*

C. Gazanhes, A. Calaora et R. Condat

Département d'Acoustique, C.N.R.S., 31 chemin Joseph-Aiguier, 13274 Marseille Cedex 2, France

(Reçu le 4 avril 1980, révisé le 19 juin 1980, accepté le 23 juin 1980)

Résumé. — La rugosité d'une surface peut être déterminée par la corrélation de *speckles acoustiques*. On éclaire la surface à étudier sous deux incidences différentes au moyen de deux sources ultrasonores cohérentes. Les deux ondes diffusées (les *speckles acoustiques*) par la surface sont corrélées. La corrélation dépend des angles d'incidence, de la longueur d'onde ultrasonore et de l'écart-type des rugosités. Après avoir rappelé les principaux résultats relatifs à la corrélation des *speckles*, on décrit un interféromètre acoustique qui permet de réaliser cette corrélation. On étudie différentes rugosités de surface de béton ($0,025 \text{ mm} < \sigma < 2,39 \text{ mm}$) avec une fréquence ultrasonore de 1 MHz. Les rugosités sont supposées normalement distribuées.

Abstract. — Measurement of surface roughness can be achieved by means of *acoustical speckle* correlation. The same rough surface is *illuminated* by two coherent ultrasonic waves, under two different angles of incidence. The two scattered waves (the *acoustical speckle*) are correlated. The correlation depends on the standard deviation of the surface roughness, the angles of incidence and the ultrasonic wave length. Properties of speckle correlation are reviewed. An acoustical interferometer constructed on the basis of using speckle correlation is described. With this instrument and for normally distributed surfaces, an experimental investigation on surface roughness is conducted systematically for various concrete surface roughness ($0.025 \text{ mm} < \sigma < 2.39 \text{ mm}$) with an ultrasonic frequency of 1 MHz.

1. Introduction. — Les études de rugosité de surface par voie acoustique reposent en général sur l'analyse des variations, en fonction de l'incidence et de la rugosité, de l'intensité ultrasonore moyenne rétrodiffusée. L'analyse s'effectue facilement en temps réel si la surface moyenne est fluctuante comme par exemple la surface de la mer [1]. Elle est plus longue et délicate dans le cas de surfaces solides peu rugueuses [2]. Cette dernière méthode est difficile à mettre en œuvre pour l'étude de surfaces rugueuses immergées en milieu marin [3], telles les surfaces de béton des ouvrages d'art, la surface des sédiments marins [4], etc. Pour ces surfaces qui possèdent une rugosité moyenne et forte, on a transposé à l'acoustique les méthodes optiques basées sur la corrélation des *speckles* [5]. Lorsqu'un objet diffusant (surface rugueuse) est éclairé par un laser, c'est-à-dire par une source émettant une lumière monochromatique spatialement et temporellement cohérente, tous les points de l'objet diffusent des vibrations lumineuses cohérentes donc capables d'interférer. En observant l'image de l'objet, on remarque une structure très fine formée de petits points lumineux. Cette structure *granulaire* est un *speckle* dû aux interférences des vibrations envoyées par les différents points de l'objet dans le

plan image [6]. Les mêmes phénomènes existent en acoustique et plus particulièrement en haute fréquence avec les ondes ultrasonores. La figure 1 montre un exemple de *speckle acoustique* obtenu après réflexion d'une onde plane ultrasonore de 1 MHz sur des surfaces rugueuses [7].

On montre que l'on peut obtenir de l'information sur la rugosité d'une surface à partir de l'étude de la corrélation qui existe entre deux *speckles* obtenus avec la surface à étudier [6], celle-ci étant éclairée sous deux incidences différentes par deux sources (optique ou acoustique) cohérentes.

Après avoir rappelé les principaux résultats relatifs à la corrélation des *speckles*, on propose une méthode de mesure de la rugosité basée sur la corrélation de *speckles acoustiques*. On décrit un interféromètre ultrasonore qui permet de réaliser cette corrélation et on donne des exemples d'analyse de rugosité de surface de béton.

2. Cohérence et corrélation. — 2.1 FORMULE DES INTERFÉRENCES. — Soit l'expérience dite des *trous d'Young* [8] décrite sur la figure 2.

La source S émet une onde (électromagnétique ou acoustique) $S(t)$. Les trous S_1 et S_2 assimilés à des

Fig. 1. — Exemples de *speckles* acoustiques diffusés par des surfaces de rugosités différentes : (a) $\sigma = 0,025$ mm, (b) $\sigma = 0,218$ mm, (c) $\sigma = 0,664$ mm.

[Some examples of acoustical speckles for different rough surfaces : (a) $\sigma = 0.025$ mm, (b) $\sigma = 0.218$ mm, (c) $\sigma = 0.664$ mm.]

Fig. 2. — Trous de Young.

[Young's fringes experiment.]

systèmes linéaires filtrent $S(t)$. On fait interférer les deux ondes filtrées $S_1(t)$ et $S_2(t)$ dans un plan P. Au point M les interférences liées aux différences de marche r_1 et r_2 résultent de la superposition des ondes $S_1\left(t - \frac{r_1}{c}\right)$ et $S_2\left(t - \frac{r_2}{c}\right)$. Soit :

$$S_M = S_1\left(t - \frac{r_1}{c}\right) + S_2\left(t - \frac{r_2}{c}\right) \quad (1)$$

l'intensité I_M est donnée par l'expression

$$I_M = \langle S_M(t) S_M^*(t) \rangle.$$

Où $\langle \cdot \rangle$ signifie la valeur moyenne. On obtient :

$$I_M = \left\langle \left| S_1\left(t - \frac{r_1}{c}\right) + S_2\left(t - \frac{r_2}{c}\right) \right|^2 \right\rangle$$

soit encore :

$$I_M = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \times \left\langle S_1\left(t - \frac{r_1}{c}\right) S_2^*\left(t - \frac{r_2}{c}\right) \right\rangle \quad (2)$$

Re est la partie réelle de la quantité complexe S et S^* la quantité complexe conjuguée de S .

I_1 représente l'intensité de l'onde S_1 au point M, I_2 représente l'intensité de l'onde S_2 au point M. A ce fond continu se superpose des phénomènes d'interférences liés à la différence de marche

$$\tau - \frac{r_1}{c} - \frac{r_2}{c}$$

et décrits par l'étude des valeurs moyennes

$$\Gamma_{12}(\tau) = \left\langle S_1\left(t - \frac{r_1}{c}\right) S_2^*\left(t - \frac{r_2}{c}\right) \right\rangle$$

où $\Gamma_{12}(\tau)$ représente la fonction d'intercorrélation entre les deux ondes S_1 et S_2 . $\Gamma_{12}(\tau)$ peut s'écrire

$$\Gamma_{12}(\tau) = |\Gamma_{12}(0)| \exp(i\Phi_{12})$$

avec

$$\Phi_{12} = \frac{2\pi}{\lambda} (|r_1 - r_2|)$$

qui représente la différence de phase introduite par les trajets 1 et 2. Dans ces conditions la relation (2) dite formule des interférences s'écrit :

$$I_M = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}| \cos \Phi_{12} \quad (3)$$

après avoir introduit la fonction normée

$$\gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{12}(\tau) / [\Gamma_{11}(0) \Gamma_{22}(0)]^{1/2} \quad (4)$$

2.2 VISIBILITÉ DES FRANGES. — On définit la visibilité des franges [9] par l'expression :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5)$$

dans le cas où $I_1 = I_2 = I$.

La relation (3) se simplifie

$$I_M = 2I(1 + |\gamma_{12}| \cos \Phi_{12}) \quad (6)$$

et il est facile de vérifier que

$$V = |\gamma_{12}| \quad (7)$$

les ondes S_1 et S_2 sont cohérentes si $V = 1$, elles seront au contraire incohérentes (ou non corrélées) si $V = 0$. Pour les valeurs intermédiaires de V on dit que les ondes sont partiellement cohérentes.

2.3 COHÉRENCE EN ACOUSTIQUE. — Il est possible de reproduire l'expérience des franges d'Young avec

des ondes sonores ou ultrasonores. La figure 3 représente le dispositif expérimental dérivé de celui de la figure 2.

Fig. 3. — Dispositif pour le relevé des franges de Young.

[Experimental arrangement for Young's fringes measurement.]

Les trous S_1 et S_2 sont remplacés par deux émetteurs piézoélectriques ultrasonores E_1 et E_2 fonctionnant à 1 MHz. Ils sont séparés par une distance $d = 6$ cm. Le champ acoustique résultant est enregistré à la surface d'une cuve remplie d'eau, après réflexion sur un réflecteur parfait incliné à 45° . Dans cette première expérience, le réflecteur ne joue aucun rôle si ce n'est de faciliter l'expérimentation. Le capteur piézoélectrique est sensible à la pression ultrasonore. Les distances L_1 et L_2 sont respectivement de 120 et 12 cm.

Il en résulte un interfrange donné par

$$x = \frac{\lambda}{d} (L_1 + L_2) \sim 3,3 \text{ cm}$$

où λ/d est la séparation angulaire entre franges. La figure 4 montre un exemple de relevé, l'intervalle entre franges est de l'ordre de 30 mm.

3. Corrélation de speckles acoustiques. — 3.1 SUPERPOSITION DE SPECKLES ACOUSTIQUES. — Remplaçons maintenant le réflecteur parfait de la figure 3 par une surface rugueuse. Dans ces conditions chaque émetteur E_1 et E_2 donne, dans le plan de mesure (surface libre de la cuve acoustique) les *speckles* d'amplitude S_1 et S_2 décalés l'un par rapport à l'autre de la translation :

$$d_0 = L_2 \cos \theta \cdot \Delta \theta. \quad (8)$$

Si l'écart angulaire $\Delta \theta$ entre les émetteurs E_1 et E_2 est petit, on considère que les *speckles* S_1 et S_2 sont identiques au décalage près d_0 (Fig. 3).

Dans le plan de mesure, l'intensité $I(M)$ sera donnée par la formule (3)

$$I(M) = 2 |S|^2 (1 + |\gamma_{12}| \cos \Phi_{12}). \quad (9)$$

On observera encore des franges d'interférence dont la visibilité dépendra du degré de corrélation entre les deux champs S_1 et S_2 diffusés par le réflecteur. Cette

Fig. 4. — Relevé des franges de Young après réflexion sur la surface de référence.

[Young's fringes pattern formed with two beam interference experiment utilizing coherent ultrasonic waves.]

corrélation sera elle-même fonction de la rugosité. La figure 5 montre le profil résultant de la superposition des *speckles* S_1 et S_2 .

Ce profil a été obtenu avec le même montage que celui de la figure 3. Les oscillations rapides que l'on remarque sur l'enregistrement sont liées à la dimension des *speckles*, les oscillations lentes correspondent aux franges de Young de la figure 4. Les dimensions du capteur (environ 1 mm^2) sont inférieures aux dimensions des *speckles*. La période des oscillations rapides correspond à la distance moyenne entre régions voisines d'amplitude maximum ou minimum. Cette dimension est donnée approximativement par [5] :

$$\varepsilon \sim \frac{1,22 \lambda L_2}{D}$$

où D est le diamètre de la zone diffusante sur le réflecteur rugueux.

Cette zone correspond à la surface couverte par le faisceau incident. Pour un transducteur circulaire de diamètre Φ , elle est donnée par :

$$D = \frac{1,22 \lambda L_1}{\Phi}$$

d'où

$$\varepsilon \sim \frac{L_2}{L_1} \Phi. \quad (10)$$

Fig. 5. — Relevé de 2 *speckles* après réflexion sur une surface rugueuse.

[Young's fringe pattern formed after reflection on a rough surface.]

Pour des transducteurs de diamètre $\Phi = 3$ cm, la formule (10) donne

$$\varepsilon \sim 0,3 \text{ cm}$$

dimension qui correspond bien à celle mesurée sur la figure 5.

3.2 CALCUL DU CONTRASTE DES FRANGES POUR UNE SURFACE RUGUEUSE. — Il est donc possible d'étudier la rugosité d'une surface à partir de la mesure de la visibilité des franges V . Leger *et al.* [10] ont établi une relation entre la visibilité des franges V et la rugosité de la surface, on va rappeler les principales étapes de ce calcul. Soient $S_1(\theta_2)$ le *speckle* produit par l'émetteur E_1 suivant la direction θ_2 et $S_2(\theta_2 + \delta\theta_2)$ le *speckle* produit par l'émetteur E_2 suivant la direction $\theta_2 + \delta\theta_2$ (Fig. 6).

Depuis P. Beckman et A. Spizzichino [11] le calcul de l'expression

$$\langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle \quad (11)$$

est classique. Soit une surface s'étendant de $x = -L$ à $x = +L$ l'onde incidente suivant l'angle θ_1 issue de

Fig. 6. — Géométrie pour le calcul du contraste des franges.

[Notations used for the visibility of fringes derivation.]

l'émetteur E_1 donne une onde réfléchie $S_1(\theta_2)$:

$$S_1(\theta_2) = \frac{A_0 F_2}{2L} \int_{-L}^{+L} \times \exp \{ ik[ax + ch(x)] \} dx, \quad (12)$$

où

$$a = \sin \theta_1 - \sin \theta_2$$

$$c = -(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)$$

$h(x)$ représente les rugosités de la surface, A_0 l'amplitude réfléchie suivant la réflexion spéculaire par une surface plane et F_2 le facteur

$$F_2 = \sec \theta_1 \cdot \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}.$$

On obtient une expression semblable pour $S_2(\theta_2 + \delta\theta_2)$.

On peut alors écrire :

$$S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) = \left(\frac{A_0 F_2}{2L} \right)^2 \int_{-L}^{+L} \times \exp \{ ik[a_1 x_1 + c_1 h(x_1)] \} dx_1 \times \int_{-L}^{+L} \exp \{ -ik[a_2 x_2 + c_2 h(x_2)] \} dx_2. \quad (13)$$

Le calcul de la valeur moyenne [12]

$$\langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle$$

ne porte que sur le facteur aléatoire

$$\exp \{ ik[c_1 h(x_1) - c_2 h(x_2)] \}$$

où $h(x)$ correspond aux variations d'amplitude de la surface du réflecteur, par rapport au plan moyen x .

Pour aller plus loin dans le calcul, il convient maintenant de formuler des hypothèses relatives aux propriétés statistiques de la surface étudiée.

a) On supposera tout d'abord que les variations d'amplitude $h(x)$ de la surface, donc la rugosité, obéissent à un processus de Laplace-Gauss. Dans ces

conditions la densité de probabilité des rugosités prend la forme

$$p(h) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-h^2/2\sigma^2}$$

par rapport au plan moyen pris comme plan de référence. σ représente la valeur quadratique moyenne des rugosités. Cette valeur sera déterminée expérimentalement par la suite. Avec cette hypothèse, l'expression

$$\langle \exp \{ ik[c_1 h(x_1) - c_2 h(x_2)] \} \rangle = \Phi(kc_1 h(x_1); -kc_2 h(x_2))$$

qui est la fonction caractéristique associée aux deux groupes de variables aléatoires $kc_1 h(x_1)$ et $kc_2 h(x_2)$ est une fonction réelle donnée par

$$\Phi = \exp \left\{ -\frac{k^2 \sigma^2}{2} [c_1^2 + c_2^2 - 2c_1 c_2 C(x')] \right\} \quad (14)$$

où $C(x')$ est le coefficient d'autocorrélation spatiale de la surface et $x' = x_1 - x_2$.

b) On choisit maintenant une fonction d'autocorrélation du type général :

$$c(x) = \exp(-x^2/T^2)$$

T représente la *distance de corrélation* pour laquelle la fonction $C(x)$ prend la valeur $1/e$.

c) Enfin on considère le paramètre de Rayleigh-Beckmann

$$g = k\sigma c = \frac{4\pi\sigma \cos \theta}{\lambda}$$

qui intervient dans l'expression (14).

Supposons pour simplifier la discussion que $c_1 = c_2$ (ce qui correspond au cas d'un seul émetteur et d'un seul récepteur), alors (14) s'écrit :

$$\Phi = \exp \{ -k^2 \sigma^2 c^2 [1 - C(x)] \}.$$

Si $x \rightarrow 0$, $C(x) \rightarrow 1$ donc $\Phi \rightarrow 1$ est maximum, si x augmente $C(x) \rightarrow 0$ et $\Phi \rightarrow \exp(-k^2 c^2 \sigma^2)$ qui peut prendre de faibles valeurs si $kc\sigma > 1$. Dans ce cas, la valeur de l'intensité ultrasonore moyenne diffusée $\langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle$ provient presque uniquement des ondes diffusées au voisinage de l'origine pour les faibles valeurs de x . On peut alors remplacer la fonction $C(x)$ par les deux premiers termes de son développement, soit :

$$C(x) \sim 1 + x^2/T^2.$$

Le tableau I donne les valeurs de g correspondant aux surfaces rugueuses que nous avons étudié. Pour les dalles F et 1, g est plus petit que 1. Pour les autres dalles, g est plus grand que 1. La dalle de référence sert

à étalonner le dispositif, elle est plane avec une valeur de g voisine de zéro. On peut facilement obtenir des valeurs de $g > 1$ en augmentant la fréquence de travail. On ne l'a pas fait dans cette étude pour des raisons techniques liées aux transducteurs.

Dans ces conditions [10] on montre que

$$\begin{aligned} \langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle &= \\ &= \left(\frac{A_0 F_2}{2L} \right)^2 2L \operatorname{sinc}(k \Delta a L) \\ &\times \exp \left(-\frac{\sigma^2}{2} k^2 \Delta c^2 \right) \frac{T}{\sigma} \sqrt{\frac{\pi}{kc_1 c_2}} \exp \left(-\frac{k^2 a_1 T}{4 c_1 c_2 \sigma^2} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

avec

$$\Delta a = \cos \theta_1 \delta\theta_1 - \cos \theta_2 \delta\theta_2$$

$$\Delta c = \sin \theta_1 \delta\theta_1 + \sin \theta_2 \delta\theta_2$$

et

$$\operatorname{sinc} x = \sin x/x.$$

On remarque que dans l'expression (15) seuls les facteurs

$$\operatorname{sinc}(k \Delta a L) \exp \left(-\frac{\sigma^2}{2} k^2 \Delta c^2 \right) \quad (16)$$

dépendent des écarts angulaires $\delta\theta_1$ et $\delta\theta_2$.

Le premier facteur de (16) est maximum et égal à 1 pour $\Delta a = 0$ c'est-à-dire pour

$$\delta\theta_2 = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \delta\theta_1. \quad (17)$$

On définit ensuite la visibilité des franges au moyen de l'expression

$$\gamma_{12}(\delta\theta_2) = \frac{\langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle}{\sqrt{\langle S_1(\theta_2) S_1^*(\theta_2) \rangle \langle S_2(\theta_2) S_2^*(\theta_2) \rangle}}. \quad (18)$$

Soit après calcul et en tenant compte de la condition (17)

$$V = |\gamma_{12}(\delta\theta_2)| = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(k \frac{\sin(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_2} \sigma \delta\theta_1 \right)^2 \right] \quad (19)$$

La formule (19) donne la relation cherchée entre la visibilité des franges et l'écart-type σ qui caractérise la rugosité de la surface.

Le résultat (19) n'est valable que si la condition (17) est réalisée, s'il n'en est pas ainsi la fonction V est modulée par la fonction $\operatorname{sinc} x$. Dans ce cas on obtient un pic centré sur la valeur de θ_1 (Fig. 7).

Fig. 7. — Visibilité des franges.

[Visibility of the fringes.]

La fonction V représentée par la formule (19) est une Gaussienne qui décroît d'autant plus vite que la valeur de σ est élevée. A partir de la mesure de V on peut calculer la valeur de σ . En optique cette mesure s'effectue à l'aide d'un interféromètre de Michelson. Il importe de remarquer ici que l'interféromètre de Michelson donne accès à l'expression (18) qui représente la cohérence mutuelle entre des ondes provenant de directions différentes. En acoustique on peut également mesurer σ à l'aide d'un interféromètre acoustique que l'on va décrire maintenant.

3.3 L'INTERFÉROMÈTRE ACOUSTIQUE. — L'interféromètre acoustique a été étudié par C. Bard [13] et s'inspire des interféromètres radioélectriques [14]. La figure 8 donne le schéma de principe de l'interféromètre acoustique.

Il se compose de deux récepteurs piézoélectriques identiques. Les signaux de sortie des deux récepteurs sont amplifiés puis envoyés à l'entrée d'un multiplieur, puis filtrés par un filtre passe bas qui se comporte comme un intégrateur. Soient $S(\theta_2)$ le champ acoustique incident sur le récepteur 1 et $S(\theta_2 + \delta\theta_2)$ le

Fig. 8. — Principe de l'interféromètre acoustique.

[Block diagram of the acoustical interferometer.]

champ incident sur le récepteur 2. Dans le cas où la surface rugueuse à étudier diffuse les champs acoustiques émis par les deux émetteurs E_1 et E_2 , le champ incident sur l'interféromètre sera la somme des champs correspondant à deux *speckles* décalés, soit

$$S(\theta) = S_1(\theta) + S_2(\theta).$$

Le récepteur n° 1 reçoit

$$S(\theta_2) = S_1(\theta_2) + S_2(\theta_2).$$

Le récepteur n° 2 reçoit

$$S(\theta_2 + \delta\theta_2) = S_1(\theta_2 + \delta\theta_2) + S_2(\theta_2 + \delta\theta_2).$$

Le signal de sortie de l'interféromètre, après multiplication, intégration sera

$$\langle | (S_1(\theta_2) + S_2(\theta_2)) (S_1^*(\theta_2 + \delta\theta_2) + S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2)) | \rangle$$

et après développement

$$\begin{aligned} \langle R(\theta_2) \rangle = & \operatorname{Re} \{ \langle S_1(\theta_2) S_1^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle + \langle S_2(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle \} + \\ & + \operatorname{Re} \{ \langle S_1(\theta_2) S_2^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle + \langle S_2(\theta_2) S_1^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle \} \end{aligned} \quad (20)$$

En se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales que D. Leger et J. C. Perrin [10] on montre que le premier terme qui correspond à des champs non corrélés est nul. Dans le cas général le deuxième terme est donné par l'expression (15). Si la condition (17) est réalisée, après normalisation, le deuxième terme se simplifie et prend la forme plus simple de l'expression (19).

On se propose maintenant de décrire un dispositif expérimental qui permet d'appliquer les résultats précédents à la mesure des rugosités de surface.

4. Mesure des rugosités de surface. — **4.1 CARACTÉRISTIQUES DES SURFACES ÉTUDIÉES.** — On a étudié

la rugosité de dalles de béton de $300 \times 200 \times 50$ mm. En utilisant des sables de granulométries différentes on a obtenu des rugosités dont l'écart-type σ s'étend de 0,025 à 2,39 mm. On a fait une mesure directe de l'écart-type à l'aide d'un comparateur mécanique précis au $1/100^{\text{e}}$ de millimètre. La dalle est explorée cm par cm. Une première série de mesures permet de déterminer la cote du plan moyen de la surface rugueuse.

La rugosité se présente comme une oscillation aléatoire autour du plan moyen. Une deuxième série de mesures permet de calculer l'écart-type de ces oscillations autour du plan moyen.

Le tableau I donne les caractéristiques des surfaces étudiées, écart-type et paramètre g de Rayleigh.

Tableau I.

Dalles	Réf.	F	1	N	2	3	4
$2\sigma \text{ mm } (10^{-2})$	2,49	21,85	31,80	34,80	69,16	74,43	238,84
g	0,07	0,65	0,95	1,04	2,07	2,23	7,16

4.2 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Avec le dispositif expérimental schématisé sur la figure 9 on étudie la rugosité de surface à l'aide d'une onde ultrasonore de 1 074 kHz.

Fig. 9. — Dispositif expérimental pour la mesure des rugosités.

[Experimental set up for measurement of surface roughness.]

A cette fréquence la pénétration des ultrasons dans le béton est insignifiante ce qui évite les réflexions multiples dans l'épaisseur de la dalle. Dans ces conditions, pratiquement toute l'énergie ultrasonore incidente est réfléchiée par la face avant.

L'ensemble des émetteurs et récepteurs à ultrasons ainsi que la dalle à mesurer sont entièrement immergés dans l'eau contenue dans une cuve sans écho. Les deux émetteurs identiques de diamètre 30 mm sont fixés sur un banc vertical l'un au-dessous de l'autre. Un dispositif mécanique permet de les positionner séparément. Ils sont alimentés par deux amplificateurs de puissance que l'on peut régler de façon indépendante afin d'obtenir deux champs acoustiques identiques en phase et en amplitude. Les signaux émis sont des trains d'onde de 0,2 ms de durée à la fréquence de 1 074 kHz. Les champs incidents sont réfléchis par la dalle à mesurer qui est fixée sur un support incliné à 45°. Deux récepteurs ultrasonores identiques de diamètre 30 mm explorent le champ ultrasonore réfléchi verticalement. Ils sont montés sur un banc horizontal. Un récepteur est fixe, l'autre peut se déplacer. Les tensions de sortie des récepteurs sont appliquées, après amplification, à l'entrée d'un multiplieur. La tension de sortie du multiplieur est détectée puis filtrée, c'est cette tension qui est mesurée et qui donne des valeurs proportionnelles à celles que l'on calculerait à partir de la relation (19).

4.3 MODE OPÉRATOIRE. — Au cours des mesures l'émetteur E_1 et le récepteur correspondant R_1

(Fig. 10) sont fixes. Au début des mesures, on met en contact l'émetteur E_1 avec l'émetteur E_2

Fig. 10. — Géométrie pour le calcul des angles de réflexion.

[Geometry configurations used in the calculation of the reflection angles.]

On déplace le récepteur R_2 afin d'obtenir en sortie du multiplieur un signal maximum. Le point maximum de la courbe 11 correspond au cas idéal où émetteurs et récepteurs seraient confondus. On éloigne ensuite l'émetteur E_2 de A vers B d'une quantité ΔH , on obtient un nouveau maximum en éloignant le récepteur R_2 de A' vers B' d'une quantité ΔL telle que

$$\Delta L = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \Delta H. \quad (21)$$

Soit ici par construction du dispositif

$$\Delta L = \Delta H \quad \text{car} \quad \theta_1 = \theta_2 = 45^\circ.$$

La relation (21) traduit sur l'appareil la condition (17). Si cette condition n'est pas remplie, les variations d'amplitude du signal de sortie sont proportionnelles aux valeurs de la fonction sinc x . Pour chaque valeur du déplacement ΔL on obtient donc une courbe sinc x dont le maximum décroît lorsque ΔL croît (Fig. 7). En joignant tous les maxima on obtient la courbe V de la relation (19) tracée en fonction de ΔL . Cette courbe dépend de la rugosité σ , on obtient donc pour chaque dalle étudiée une courbe V .

4.4 RÉSULTATS DES MESURES. — Les mesures sont relatives à 4 dalles de rugosité croissantes et les résultats expérimentaux sont portés sur la figure 11.

Pour chaque dalle la courbe V supposée gaussienne a été tracée à partir d'une méthode des moindres carrés. On constate que ces courbes décroissent rapidement quand la valeur de σ augmente, la courbe dite de référence correspond à une dalle parfaitement lissée ($\sigma = 0,025$ mm).

Pour des mesures rapides et moins précises, on peut déterminer l'énergie acoustique diffusée dans le plan des récepteurs. Pour cela, on déplace simultanément les émetteurs et les récepteurs. On fait varier les distances $\Delta L = \Delta H$, cm par cm. Pour une dalle donnée on effectue 11 points de mesure, on calcule ensuite

Fig. 11. — Courbes expérimentales de visibilité des franges.
[Experimental cuves for the visibility of fringes.]

l'énergie totale diffusée dans le plan des récepteurs. On peut alors tracer la courbe de la figure 12 donnant les variations de cette intensité en fonction de la rugosité σ des surfaces.

Fig. 12. — Intensité acoustique diffusée en fonction de la rugosité des surfaces.
[Scattered intensity vs surface roughness.]

Cette courbe peut servir de courbe d'étalonnage du dispositif et on peut automatiser le calcul de l'énergie totale diffusée.

4.5 DISCUSSION. — On constate, en observant les courbes de la figure 11, une certaine dispersion des résultats expérimentaux. On peut l'attribuer à l'état des surfaces de béton étudiées. En effet, l'étude directe des rugosités à l'aide d'un comparateur mécanique a fait apparaître les défauts suivants :

- manque de planéité quelquefois important du plan moyen. A cause du retrait, lors de la prise du béton, la surface est concave, pour les dalles 1, 2 et F, le creux au centre est de l'ordre de 0,63 ; 1,05 et 7,12 mm. Ce défaut peut être minimisé en fabriquant des dalles de plus grandes dimensions ;
- une distribution granulométrique qui n'est pas isotrope sur la surface. Ce défaut provient essentiellement de la fabrication des dalles.

En effet, pour certaines d'entre elles (dalles 1, 2 et 3), on observe des stries parallèles au grand axe de la surface.

— une distribution d'amplitude qui n'est pas toujours gaussienne. La figure 13 donne un exemple d'histogramme d'amplitude obtenu avec la dalle F.

Fig. 13. — Histogramme d'amplitude de la surface F. La courbe représente la loi de probabilité de Gauss.
[Histogram of heights for the F surface. The smooth curve is the Gaussian probability density function.]

On a superposé sur cette figure la densité de probabilité de Gauss de même écart-type : on peut ajuster les histogrammes expérimentaux à d'autres types de densité de probabilité [15] mais alors le calcul de l'intégrale (13) devient rapidement impossible.

5. **Conclusion.** — La mesure des rugosités des surfaces par corrélation de *speckles* a été mise au point en optique. On peut transposer cette technique en acoustique et particulièrement dans la gamme ultrasonore où il est possible de construire un interféromètre acoustique. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la théorie. Les techniques ultra-

sonores prolongent les techniques optiques du côté des mesures des fortes rugosités. Elles peuvent être mise en œuvre dans les liquides opaques (huile, pétrole, milieu marin) et servir au contrôle de la corrosion de réservoirs et d'ouvrages de béton par exemple.

Bibliographie

- [1] GAZANHES, C., LEANDRE, J. and LEFEBVRE, J. P., Spectral structure of an ultrasound wave scattered by a random surface : application to the scattering of sound from the sea surface, *J. Acoust. Soc. Am.* **63** (1978) 1347-1352.
- [2] QUENTIN, G., DE BILLY, M., COHEN-TENOUDJI, F. et JUNG-MAN, A., Caractérisation des surfaces rugueuses par rétro-diffusion ultrasonore, *Revue du CETHEDC* **56** (1978) 115-127.
- [3] MEDWIN, H., BAILIE, J., BREMHORST, J., SAVAGE, B. J. et TOLSTOY, I., The scattered acoustic boundary wave generated by grazing incidence at a slightly rough rigid surface, *J. Acoust. Soc. Am.* **66** (1979) 1131-1144.
- [4] MIKESKA, E. E. et MCKINNEY, C. M., Range dependence of underwater echoes from randomly rough surfaces, *J. Acoust. Soc. Am.* **63** (1978) 1375-1380.
- [5] DAINTY EDITOR, J. C., *Laser speckle and related phenomena*. Topics in applied physics (Springer Verlag, Berlin) 1975.
- [6] FRANCON, M., *Granularité laser, speckle, applications en optique* (Masson éditeur, Paris) 1978.
- [7] CALAORA, A., CONDAT, R., Un perfectionnement de l'imagerie acoustique : l'échantillonnage de phase, *Revue d'Acoustique* **49** (1979) 121-126.
- [8] BLANC-LAPIERRE, A. et FORTET, R., *Théorie des fonctions aléatoires* (Masson éditeur, Paris) 1953.
- [9] DE VELIS, J. B. et REYNOLDS, G. O., *Theory and applications of holography* (Addison, Wesley, Co, Reading, Mass.) 1967.
- [10] LEGER, D. et PERRIN, J. C., Real time measurement of surface roughness by correlation of speckle patterns, *J. Optic. Soc. Am.* **66** (1976) 1210-1217.
- [11] BECKMANN, P. et SPIZZICHINO, A., *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces* (Pergamon Press, New York) 1963.
- [12] GAZANHES, C., LEANDRE, J., Propriétés statistiques d'une onde sonore diffusée par une surface aléatoire : application à la réflexion sous-marine de surface, *Acustica* **30** (1974) 12-19.
- [13] BARD, C., Réponse angulaire des interféromètres acoustiques ou radioélectriques à corrélation pour des signaux à large bande, Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut Polytechnique de Grenoble (1976).
- [14] SWENSON, G. W., MATHUR, N. C., The interferometer in radio astronomy, *Proc. I.E.E.E.* **56** (1968) 2114-2130.
- [15] WELTON, P. J., FREY, H. G. et MOORE, P., Experimental measurements of the scattering of acoustic waves by rough surface, *J. Acoust. Soc. Am.* **52** (1972) 1553-1563.