

STUDIUL PROPAGĂRII UNDELOR SUPERFICIALE ÎN LICHIDE

Scopul lucrării

În această lucrare se va determina lungimea de undă a undelor superficiale în lichide, folosind fenomenul de interferență.

Considerații teoretice

Deși aparent simplă, teoria propagării undelor superficiale necesită o tratare matematică destul de complicată. În funcție de natura forțelor care tind să mențină orizontală suprafața apei, în lichide există două tipuri de unde superficiale: *gravitaționale* și *capilare*. În primul caz forțele care determină fenomenul propagatoriu sunt cele gravitaționale, în cel de-al doilea caz - forțe de tensiune superficială.

În cele ce urmează vom deduce ecuația de mișcare a particulelor de fluid în cazul undelor de tip gravitațional. Să presupunem că în regiunea *A* din Fig. 1 se introduce în apă un corp paralelipipedic (un vibrator) și că acesta este făcut să

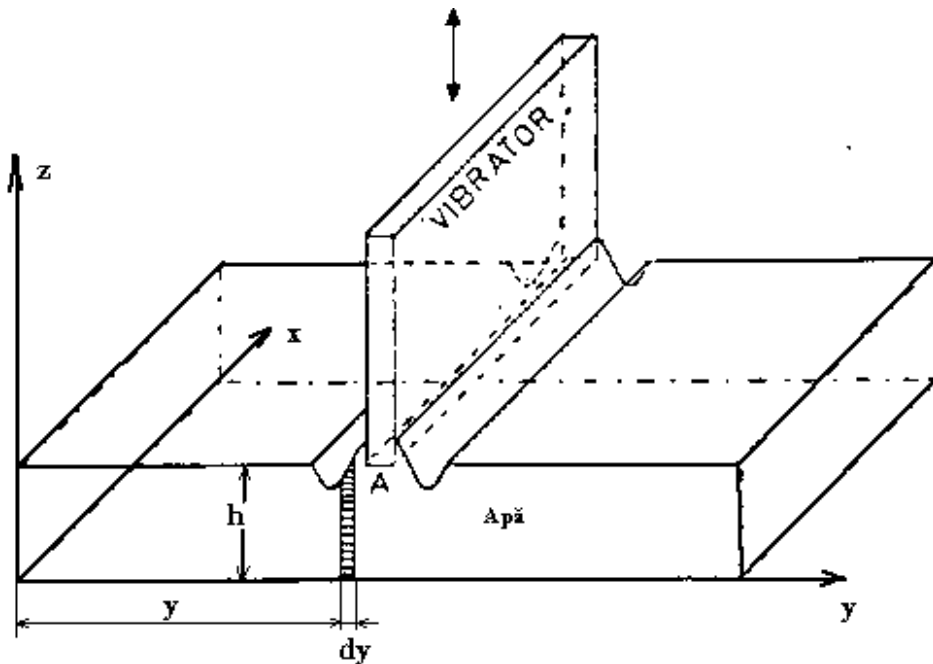


Fig. 1

execute o mișcare oscilatorie cu frecvență suficient de ridicată. Deoarece lichidul (să considerăm în continuare că acesta este apa) este practic incompresibil, coborârea vibratorului în apă implică creșterea nivelului acesteia. Dacă perturbarea suprafeței apei se face suficient de rapid, creșterea nivelului acesteia se face într-o primă secvență, doar în imediata vecinătate a vibratorului (datorită

inertiei particulelor de apă). Dacă vibratorul execută mișcarea în sens contrar (iese din apă), se produce fenomenul invers. În felul acesta, regiunea din vecinătatea vibratorului va executa o mișcare oscilatorie, care, datorită forțelor elastice de legătură dintre moleculele lichidului, se va propaga spre regiunile mai îndepărate de zona A , sub forma unor unde de tip gravitațional.

Forma suprafețelor de undă apare, în cazul unui vibrator lung, ca a unei succesiuni de drepte paralele, așa cum se observă în Fig. 2a. Dacă perturbația lichidului se face într-un singur punct, undele obținute vor fi circulare (Fig. 2b).



Fig. 2

După cum este cunoscut, ecuația care descrie mișcarea unei mase elementare de fluid (ecuația fundamentală a hidrostatiei) are forma:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla v^2 + \vec{v} \cdot \nabla \cdot \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla U \quad (1)$$

unde \mathbf{v} este viteza instantanee a unui element de masă dm , p este presiunea statică (excitată asupra masei considerate, de către lichidul înconjurător), iar $U = gz$ este potențialul gravitațional (z este coordonata verticală).

În cazul de față se poate găsi o funcție scalară, ψ , legată de viteză prin relația:

$$\vec{v} = -\nabla \psi \quad (2)$$

Funcția ψ astfel definită se numește *potențialul vitezelor*; mișcarea fluidului este denumită, în cazul valabilității relației (2) - *curgerea potențială*. Vom presupune, de asemenea, că, în timpul curgerii nu se produc vârtejuri ($rot \mathbf{v} = \nabla \times \nabla \times \vec{v} = 0$). În aceste condiții ecuația (1) devine:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \psi) + \frac{1}{2} \nabla v^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla U \quad (3)$$

sau:

$$\nabla \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 \right) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} + U \right) \quad (3')$$

Integrând ecuația (3') de-a lungul unei linii de curent, $d\vec{r}$, vom găsi:

$$\int \frac{d}{dr} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 \right) \cdot d\vec{r} = -\int \frac{d}{dr} \left(\frac{p}{\rho} + U \right) \cdot d\vec{r}$$

sau:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 = -\frac{p}{\rho} - U + C_1 \quad (4)$$

unde C_1 este constanta de integrare.

Se știe, în plus, că, deoarece apa este un mediu incompresibil, ecuația de continuitate, scrisă sub formă locală (diferențială) are forma:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (5)$$

Ecuatiile (4) și (5) descriu mișcarea unui element de masă, dm . Caracteristicile mișcării se pot pune în evidență în practică folosind o serie de corpuri care plutesc pe suprafața apei (de exemplu particule fine de lemn - rumeguș). Așa cum vom demonstra în continuare, aceste mici "corpuri de probă" nu se deplasează în sensul de înaintare al undei, cum s-ar putea crede la prima vedere, ci execută o *mișcare oscilatorie*; această mișcare se transmite din aproape, datorită forțelor de legătură dintre particulelor de fluid, regiunilor învecinate.

Prin definiție, o mișcare se numește *ondulatorie* dacă o anumită stare (de exemplu, o anumită valoare a elongației) existentă la momentul t , în poziția y (stare care se repetă în mod periodic) se va regăsi în poziția $y' = y + v \Delta t$, la momentul $t + \Delta t$. Aici v este viteza de propagare a fazei undei, denumite, de aceea, *viteză de fază*.

Să considerăm că \vec{v} este viteza unui element de masă care conține punctul $P(0, y', z)$ la momentul $t = 0$. Să presupunem că la timpul t o aceeași valoare a vitezei o va avea un element de masă având coordonatele $(0, y, z)$ (Fig. 3).

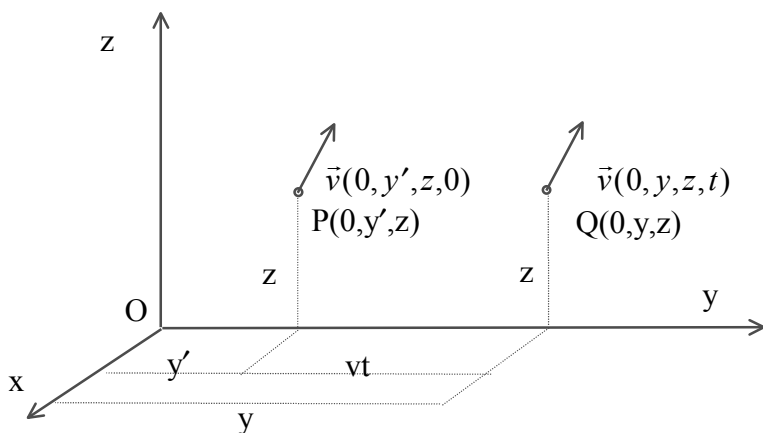


Fig. 3

Deci:

$$\vec{v}(0, y', z, 0) = f(y', z) \hat{v}_0 \quad \text{la momentul } t = 0$$

unde \hat{v}_0 este versorul vitezei și:

$$\vec{v}(0, y, z, t) = f(y', z) \hat{v}_0 \quad \text{la momentul } t = t$$

Notând $\xi = y - v t$, vom putea scrie, în ceea ce privește funcția scalară ψ :

$$\psi = \psi(\xi, z)$$

Ca urmare:

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = -v \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \quad (6)$$

Cum viteza, în contextul discuției de față, nu depinde de \mathbf{x} , nici funcția scalară ψ din care viteza derivă nu trebuie să depindă de \mathbf{x} .

În coordonate carteziene, gradientul va avea, în aceste condiții, expresia:

$$\vec{v} = \nabla \psi = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \hat{y} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \hat{z}$$

Introducând rezultatele din (6) în ecuația (4), găsim:

$$-v \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] = -\frac{p}{\rho} - gz + C_1 \quad (7)$$

Având în vedere și ecuația (5), putem scrie:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

Deoarece presiunea exercitată asupra elementului de masă depinde de poziția acestuia și de timp, vom putea scrie:

$$p = p(\vec{r}, t) = p(\xi, z, t)$$

și:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot v = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad } p = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla p \cdot \nabla \xi \quad (9)$$

În ceea ce privește condițiile la limită pentru ecuația (9), trebuie să ținem seama că:

A. La suprafața apei ($z = h$), elementele de masă sunt supuse numai presiunii atmosferice (care este constantă), deci:

$$\frac{dp}{dt} = 0 \quad \text{pentru } z = h$$

În aceste condiții, ecuația (9) se poate scrie sub forma:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

deoarece:

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{\partial p}{\partial y}$$

Ecuația (10) arată că variația temporală a presiunii, determinată de diverse cauze, este compensată de schimbarea poziției elementului de masă, în așa fel încât variația totală a presiunii se păstrează nulă.

B. La adâncimea h (unde $z = 0$) particulele de fluid se pot deplasa numai de-a lungul axei Oy (paralel cu peretele inferior al vasului). Ca urmare, aici viteza nu depinde de z ; ca urmare, potențialul vitezei satisface condiția:

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (11)$$

Deoarece $\psi = \psi(\xi, z)$, vom încerca, pentru ecuația (8), o soluție de forma:

$$\psi(\xi, z) = \varphi(z) \cdot \gamma(\xi) \quad (12)$$

Aici $\varphi(z)$ trebuie ales astfel încât să fie respectată restricția (11), adică:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (13)$$

Cu ψ dat de (12), ecuația (8) devine:

$$\varphi(z) \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \cdot \gamma(\xi) = 0$$

sau:

$$\frac{1}{\varphi(z)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\gamma(\xi)} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \xi^2} = C$$

De aici rezultă că:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - C \varphi(z) = 0 \\ \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \xi^2} + C \gamma(\xi) = 0 \end{cases} \quad (14), (15)$$

Ecuatiile (14) și (15) admit soluții de forma:

$$\varphi(z) = a e^{\lambda z} \quad (16)$$

$$\gamma(\xi) = b e^{\lambda \xi} \quad (17)$$

Înlocuind ecuațiile (16) în (14) găsim:

$$\lambda_{1,2}' = \pm \sqrt{C} \quad \text{și} \quad \lambda_{1,2}'' = \pm j \sqrt{C}$$

Vor exista, deci, pentru ecuația (14) două soluții particulare:

$$\varphi_1(z) = a_1 e^{z\sqrt{C}} \quad \text{și} \quad \varphi_2(z) = a_2 e^{-z\sqrt{C}} \quad (18)$$

iar pentru ecuația (15) soluțiile particulare:

$$\gamma_1(\xi) = b_1 e^{j\xi\sqrt{C}} \quad \text{și} \quad \gamma_2(\xi) = b_2 e^{j\xi\sqrt{C}} \quad (19)$$

O soluție generală a ecuației (14) va fi o combinație liniară de φ_1 și φ_2 ; pentru ecuația (15) soluția generală va fi o combinație liniară de γ_1 și γ_2 . Deci:

$$\varphi(z) = a_1 e^{z\sqrt{C}} + a_2 e^{-z\sqrt{C}} \quad (20)$$

ținând cont de (13), ecuația (20) se scrie:

$$a_1 \sqrt{C} - a_2 \sqrt{C} = 0 \Rightarrow a_1 = a_2 = a$$

de unde:

$$\varphi(z) = a \left(e^{z\sqrt{C}} + e^{-z\sqrt{C}} \right) = 2a \cosh z\sqrt{C} \quad (21)$$

unde funcțiile cosinus hiperbolic și sinus hiperbolic sunt definite prin relațiile:

$$\cosh \varepsilon = \frac{e^\varepsilon + e^{-\varepsilon}}{2}, \quad \sinh \varepsilon = \frac{e^\varepsilon - e^{-\varepsilon}}{2}$$

$$\gamma(\xi) = b_1 e^{j\xi\sqrt{C}} + b_2 e^{-j\xi\sqrt{C}} \quad \text{cu } C > 0 \quad (22)$$

Având în vedere ecuațiile lui Euler, găsim:

$$\gamma(\xi) = (b_1 + b_2) \cos \sqrt{C} \xi + j(b_1 - b_2) \sin \sqrt{C} \xi$$

sau:

$$\gamma(\xi) = A \cos(\sqrt{C} \xi - \alpha) \quad (23)$$

unde noile constante A și α sunt definite prin relațiile:

$$\begin{cases} A \cos \alpha = b_1 + b_2 \\ A \sin \alpha = j(b_1 - b_2) \end{cases}$$

Cu expresiile lui $\varphi(z)$ și $\gamma(\xi)$ date de (21) și (23), funcția scalară ψ dată de (12) se va scrie:

$$\begin{aligned} \psi(\xi, z) &= 2a A \cosh \sqrt{C} \cdot z \cos(\sqrt{C} \xi - \alpha) = \\ &= B \cosh \sqrt{C} \cdot z [\sqrt{C} (y - vt) - \alpha] \end{aligned} \quad (24)$$

Cunoscând expresia lui ψ , găsim componentele vitezei unei particule de fluid:

$$v_y = \frac{\partial \psi}{\partial y} = B \sqrt{C} \cosh \sqrt{C} \cdot z \sin[(y - vt)\sqrt{C} - \alpha] \quad (25)$$

$$v_z = \frac{\partial \psi}{\partial z} = B \sqrt{C} \sinh \sqrt{C} \cdot z \cos[(y - vt)\sqrt{C} - \alpha] \quad (26)$$

Notând cu λ intervalul minim al periodicității spațiale (lungimea de undă) și cu T intervalul minim al periodicității temporale:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{C}} s \quad \text{și} \quad \frac{2\pi}{T} v \sqrt{C} = v \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \lambda = vT$$

expresiile (25) și (26) devin, dacă considerăm, pentru simplitate, $\alpha = 0$:

$$v_y = \frac{2\pi B}{\lambda} \cosh \frac{2\pi z}{\lambda} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y - vt) \right] \quad (27)$$

$$v_z = \frac{2\pi B}{\lambda} \sinh \frac{2\pi z}{\lambda} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y - vt) \right] \quad (28)$$

Constatăm, deci, că viteza unei particule variază periodic în timp și spațiu. Mișcarea este, deci, ondulatorie.

Ecuatiile (27) și (28) permit găsirea ecuației traiectoriei descrise de o particulă de lichid. Având în vedere că un element de masă dm execută o mișcare oscilatorie în jurul unui punct fix (de coordonate y_0 și z_0), putem scrie:

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{2\pi B}{\lambda} \cosh \frac{2\pi z_0}{\lambda} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y_0 - vt) \right] s \quad (29)$$

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{2\pi B}{\lambda} \sinh \frac{2\pi z_0}{\lambda} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y_0 - vt) \right] s \quad (30)$$

Integrând ecuațiile (29) și (30) vom găsi:

$$y = -\frac{B}{v} \cosh \frac{2\pi z_0}{\lambda} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y_0 - vt) \right] + y_0 \quad (31)$$

$$z = \frac{B}{v} \sinh \frac{2\pi z_0}{\lambda} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y_0 - vt) \right] + z_0 s \quad (32)$$

Eliminând timpul în ecuațiile (31) și (32), găsim ecuația traiectoriei descrisă de elementul de masă:

$$\frac{(y - y_0)^2}{\cosh^2 \left(\frac{2\pi z_0}{\lambda} \right)} + \frac{(z - z_0)^2}{\sinh^2 \left(\frac{2\pi z_0}{\lambda} \right)} = \left(\frac{B}{v} \right)^2 \quad (33)$$

Așadar, în decursul vibrațiilor, particulele de fluid descriu traiectorii eliptice (Fig. 4).

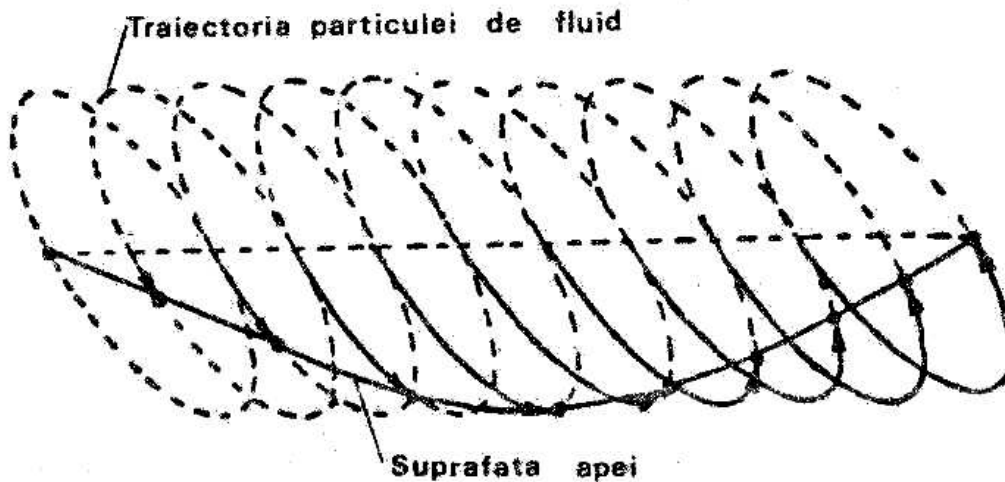


Fig. 4

Propagarea undelor superficiale va fi însoțită de fenomenele specifice undelor: *reflexia*, *refracția*, *interferența*, *difracția*.

Descrierea dispozitivului experimental

Schema constructivă a dispozitivului experimental utilizat în lucrarea de față este prezentată în Fig. 5. Într-un vas cu pereții transparenți se introduce apă. Mișcarea ondulatorie este determinată în acest caz de mișcarea oscilatorie obținută folosind un vibrator cu frecvența de **50 Hz** care poate avea diverse forme: *lamă* (pentru producerea undelor plane), *cilindru* (pentru producerea undelor circulare), *dublu-cilindru* (pentru a observa, de exemplu, fenomenul de interferență a undelor circulare), etc.

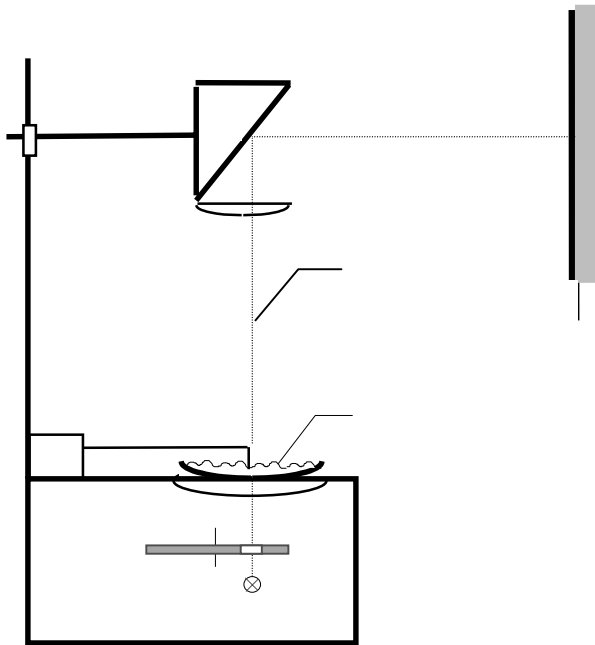


Fig.5

Lichidul din vas este străbătut de un fascicul intermitent de lumină, provenit de la becul **B** (după trecerea prin discul rotitor cu fante **DF**). Fasciculul transmis prin apă este proiectat, folosind lentila **L₂** pe tavan sau (folosind o oglindă, **O**) pe ecranul **E**. Lentila **L₁**, denumită condensor, servește la iluminarea uniformă a obiectului (în cazul nostru, vasul cu apă). Deoarece la trecerea luminii prin apă au loc atât fenomene de reflexie, cât și de absorbție, fasciculele care vor trece prin porțiuni mai adânci sau mai puțin adânci vor da pe ecran o imagine formată din regiuni mai intens sau mai puțin intens iluminate; imaginea este în mod univoc corelată cu relieful de la suprafața apei.

Imaginea de pe ecran poate fi făcută staționară în timp folosind iluminarea stroboscopică: dacă frecvența impulsurilor luminoase ce străbat apa este egală cu frecvența de oscilație, suprafața apei va apărea "înghețată", iar tabloul de pe ecranul **E** este, de asemenea, staționar. Explicația este că, în cazul egalității celor două frecvențe, porțiuni diferite de pe suprafața apei vor fi surprinse la aceeași elongație la fiecare impuls luminos, dând astfel senzația de repaus. În Fig. 6 sunt reprezentate două fotografii ale suprafeței apei, în condițiile interferenței undelor superficiale produse de un vibrator cu doi cilindri. Aceștia constituie două surse **S₁** și **S₂**, aflate la distanța **a** (Fig. 7a, b).

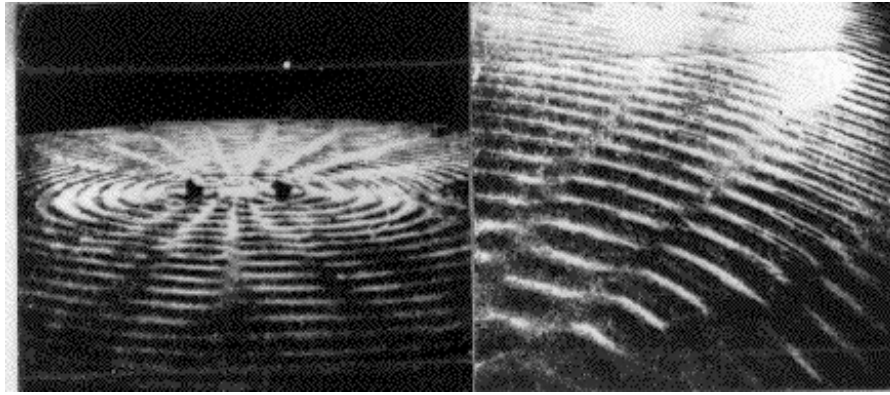


Fig. 6

Undele circulare vor da fenomenul de interferență în toată zona din vecinătatea surselor S_1 și S_2 , după cum se vede în Fig. 6. Să considerăm un punct P , aflat la distanța r_1 , de sursa S_1 și r_2 de S_2 (Fig. 7a). Dacă lichidul din vecinătatea fiecărei surse oscilează după legea

$$z_1 = z_2 = z = z_0 e^{j\omega t} \quad (34)$$

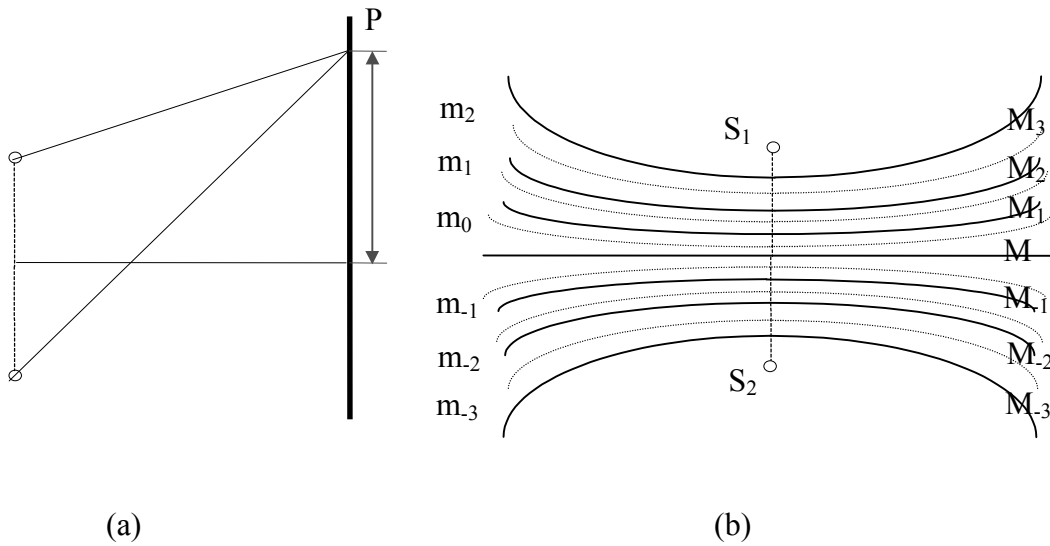


Fig. 7

punctul P va executa o mișcare oscilatorie determinată de compunerea oscilațiilor determinate de fiecare sursă:

$$z_{1P} = z_0 e^{j(\omega t - kr_1)} \quad (35)$$

$$z_{2P} = z_0 e^{j(\omega t - kr_2)}$$

Mișcarea punctului P va fi descrisă, deci, de ecuația:

$$z_P = z_{1P} + z_{2P} = z_0 \left[e^{j(\omega t - kr_1)} + e^{j(\omega t - kr_2)} \right]$$

$$z_P = A e^{j(\omega t - \vartheta)}$$

unde amplitudinea oscilației rezultante, A , este dată, după cum se cunoaște, de relația:

$$A = \sqrt{z_0^2 + z_0^2 + 2z_0^2 \cos k(r_2 - r_1)} = 2z_0 \cos \frac{k}{2} |r_2 - r_1| \quad (36)$$

$$A = 2z_0 \cos \frac{\pi}{2} |r_2 - r_1|$$

iar δ :

$$\delta = \arctg \frac{\sin kr_1 + \sin kr_2}{\cos kr_1 + \cos kr_2} \quad (37)$$

Punctele pentru care:

$$|r_2 - r_1| = n\lambda \quad (n \in \mathbb{Z}) \quad (38)$$

vor corespunde unor maxime de oscilație, iar acelea unde

$$|r_2 - r_1| = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (39)$$

vor corespunde unui minim de oscilație.

Locul geometric al punctelor de maxim, descris de ecuația (38) este constituit dintr-o familie de arce de hiperbole, notate $M_0, M_1, M_2, \dots, M_{-1}, M_{-2}, \dots$ în Fig. 7b. Aceste arce de hiperbolă vor fi intercalate cu arcele de hiperbolă ce corespund condiției de minim, descrise de ecuația (39). Ele au fost notate $m_0, m_1, m_2, \dots, m_{-1}, m_{-2}, \dots$. Toate aceste arce de hiperbolă au focarele în S_1 și S_2 .

Zonele de minim de interferență le va corespunde pe ecranul E o serie de zone "difuze", în sensul că nu există nici maxime și nici minime luminoase.

Zonelor de maxim de interferență (maximelor M_k) le vor corespunde zone "zebrate" intens, fapt corelat, așa cum s-a menționat, cu modul stroboscopic de iluminare: unele zone sunt suprînse întotdeauna pe o "creastă" altele într-o "vale" (aici există "creste" și "văi"! , spre deosebire de zonele de minim, unde suprafața apei este în repaus și, ca urmare apare "difuză" în proiecție).

Conform Fig. 7a avem:

$$r_1^2 = d^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2$$

$$r_2^2 = d^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2$$

de unde rezultă:

$$r_2 - r_1 = \frac{2xa}{r_1 + r_2}$$

Folosindu-ne de condiția de minim (pe ecranul E minimele sunt mai precis identificabile, în comparație cu maximele) vom avea, ținând cont de ecuația (39):

$$2x \frac{a}{r_1 + r_2} = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Considerând că: $r_1 + r_2 \cong 2d$ (ecuație valabilă la distanțe d suficient de mari) vom avea:

$$\frac{xa}{d} = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$$

Minimul următor, situat la distanța Δx de precedentul, va satisface condiția:

$$\frac{(x+\Delta x)a}{d} = [2(n+1)+1]\frac{\lambda}{2} = (n+1)\frac{\lambda}{2} + \lambda$$

Rezultă, prin urmare:

$$\Delta x = \frac{d}{a}\lambda, \quad \text{adică} \quad \lambda = \frac{a}{d}\Delta x \quad (40)$$

Vom folosi ecuația (40) pentru determinarea lungimii undelor superficiale în cazul apei.

Modul de lucru

Pentru a determina lungimea de undă, λ , a undelor superficiale vom proceda astfel:

❶ Vom turna apă în vasul cu pereți transparenți, destinat acestui scop până când cele două vârfuluri ale vibratorului sunt în contact cu lichidul.

❷ Vom alimenta cu energie electrică dispozitivul de proiecție.

❸ Vom măsura, cu șublerul, distanța a dintre axele cilindrilor vibratorului dublu.

❹ Vom măsura distanța Δx dintre două minime succesive, plasate pe o dreaptă paralelă cu S_1S_2 și la distanța d' de aceasta.

Având în vedere că:

$$d' = \beta d \quad \text{și} \quad \Delta x' = \beta \cdot \Delta x$$

unde β este mărirea transversală a lentilei de proiecție L_2 , avem:

$$\lambda = a \frac{d'}{\Delta x'} \quad (40')$$

❺ Trecem datele în **Tabelul 1** și calculăm pe λ .

❻ Reluăm experimentul, alegând perechi de puncte în alte zone ale ecranului.

Observație. După efectuarea experimentelor de interferență încercați evidențierea fenomenelor de reflexie și difracție.

Tabelul 1

Determinarea lungimii de undă în cazul undelor superficiale

Nr. det.	a (mm)	$\Delta x'$ (cm)	d' (cm)	λ (mm)
1.				
2.				
...				

➤ **Notă**

După efectuarea experimentelor de interferență încercați evidențierea fenomenelor de reflexie și difracție. Pentru observarea *reflexiei* folosiți vibratorul plan și un obstacol transparent (o placă de sticlă, montată vertical în cuvă). Observați efectul interferenței dintre undele incidente și cele reflectate. Pentru observarea *difracției* observați forma suprafețelor de undă în spatele plăcii de sticlă, în zona marginii obstacolului.

Întrebări

- 1) Care este rolul buretelui spongios de la periferia vasului cu apă ?
- 2) Cum trebuie procedat pentru a vizualiza fenomenul de refracție ?