

УДК 534.29

## ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОДВИЖНОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА

© И.И. Горбань, Ю.С. Курской, 2009

Институт проблем математических машин и систем НАН Украины, г. Киев,

Харьковский филиал ГП «УкрНИУЦ проблем стандартизации, сертификации и качества»

Досліджені ефекти відбиття та заломлення акустичних променів на поверхні твердого тіла, що рухається у рідині. Показано, що рух тіла впливає на кутові та частотні параметри відбитої та заломлених хвиль. Отримані аналітичні залежності, що пов'язують ці параметри з параметрами руху тіла. Описані ефекти пояснені за допомогою принципу Гюйгенса.

Исследованы эффекты отражения и преломления акустических лучей на поверхности твердого тела, движущегося в жидкости. Показано, что движение тела влияет на угловые и частотные параметры отраженной и преломленных волн. Получены аналитические зависимости, связывающие эти параметры с параметрами движения тела. Описанные эффекты объяснены с помощью принципа Гюйгенса.

The effects of acoustic rays reflection and refraction on the surface of solid which moves in liquid are researched. It is rotined that solid motion influences on angular and frequency parameters of reflected and refracted waves. Formulas, relating these parameters with the parameters of motion of body, are got. The described effects are explained by Huygens principle.

### АКУСТИЧЕСКИЕ ЛУЧИ, ЗАКОН СНЕЛИУСА, ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА, ОТКЛОНЕНИЕ УГЛОВЫХ И ЧАСТОТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Особенности акустических эффектов в динамических условиях исследуются на протяжении многих десятилетий [1–9]. Интерес к этому направлению начал проявляться в последней четверти прошлого века, когда выяснилось, что сложное движение антенн в пространстве создает предпосылки для существенного повышения потенциала гидроакустических средств, и особенно повысился, когда теоретические исследования перешли в стадию внедрения [5].

Интерес к направлению подогрели также результаты более поздних исследований [6–9], показавшие, что движение границы раздела сред меняет направление распространения и частоту отраженных и преломленных акустических волн. В работе [6] исследовалось отражение и преломление лучей на плоской подвижной границе раздела жидкостей (газов), в последующих работах [7–9] – отражение и преломление лучей на плоской поверхности тела, движущегося в жидкости.

Было установлено, что при движении тела в жидкости угол отражения  $\beta$  и углы преломления  $\gamma$ ,  $\delta$  соответственно продольной и поперечной волн отличаются от углов, описываемых законом Снелиуса:

$$\frac{\sin \alpha}{c_1} = \frac{\sin \beta}{c_1} = \frac{\sin \gamma}{c_{2l}} = \frac{\sin \delta}{c_{2t}}, \quad (1)$$

а частота отраженной волны  $f_R$  – от доплеровской частоты:

$$f_R = f_I \frac{1 + v_n / c_1}{1 - v_n / c_1}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – угол падения;

$c_1, c_{2l}, c_{2t}$  – соответственно скорость распространения акустических колебаний в жидкости (первой среде), скорость распространения продольных и скорость распространения поперечных колебаний в твердом теле (второй среде);

$f_I$  – частота падающей волны;

$v_n$  - нормальная составляющая скорости движения тела.

Целью данной работы является обобщение полученных результатов, касающихся отражения и преломления волн на поверхности твердого тела, движущегося в жидкости.

### 1 Математическая модель

Будем полагать, что плоская гармоническая акустическая волна с частотой  $f_I$ , распространяющаяся в жидкости (первая среда), отражается и преломляется на плоской бесконечной поверхности подвижного изотропного твердого тела (вторая среда). Имеет место плоскопараллельное перемещение тела. Сжатие жидкости не происходит. Плотность жидкости –  $\rho_1$ , а тела –  $\rho_2$ .

Введем две прямоугольные декартовы системы координат с параллельными осями: неподвижную  $(x_0, y_0, z_0)$  и подвижную  $(x, y, z)$ , связанную с поверхностью подвижного твердого тела (рис. 1). Оси  $z_0$  и  $z$  ориентируем перпендикулярно падающему лучу и параллельно поверхности, оси  $y_0$  и  $y$  – перпендикулярно поверхности, а оси  $x_0$  и  $x$  – параллельно ей. При таком расположении все четыре луча лежат в одной плоскости и трехмерная задача сводится к двумерной.

Пересчет подвижной системы координат в неподвижную обеспечивается следующим формулами:

$$x_0 = x + X(t), y_0 = y + Y(t) \quad (3)$$

где  $X(t)$  и  $Y(t)$  – смещение в момент времени  $t$  подвижной системы координат относительно неподвижной системы координат (в начальный момент времени обе системы координат совпадают:  $X(0)=Y(0)=0$ ).

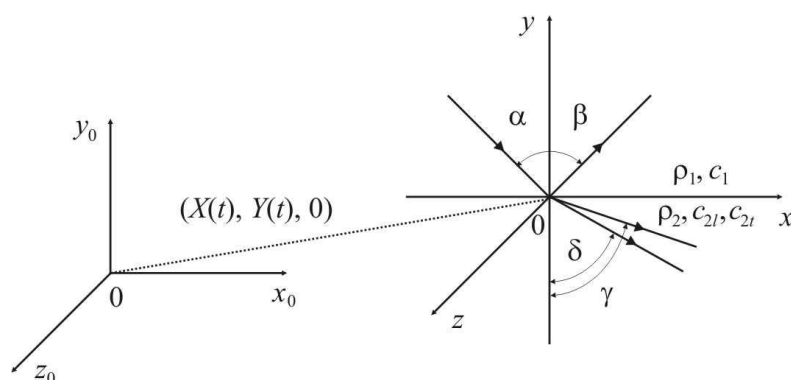


Рис. 1 - Геометрия задачи

При движении тела частоты падающей, отраженной и преломленной волн отличаются между собой, поэтому комплексные потенциалы смещения частиц сред можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 \dot{\Phi}_I &= A_I \exp \left\{ i2\pi f_I \left[ t - \frac{1}{c_1} (x_0 \sin \alpha - y_0 \cos \alpha) \right] \right\}, \\
 \dot{\Phi}_R &= A_R \exp \left\{ i2\pi f_R \left[ t - \frac{1}{c_1} (x_0 \sin \beta + y_0 \cos \beta) \right] \right\}, \\
 \dot{\Phi}_{Tl} &= A_{Tl} \exp \left\{ i2\pi f_{Tl} \left[ t - \frac{1}{c_{2l}} (x \sin \gamma - y \cos \gamma) \right] \right\}, \\
 \dot{\vec{\Pi}}_{Tt} &= A_{Tt} \exp \left\{ i2\pi f_{Tt} \left[ t - \frac{1}{c_{2t}} (x \sin \delta - y \cos \delta) \right] \right\} \vec{q},
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

где  $\dot{\Phi}_I$ ,  $\dot{\Phi}_R$ ,  $\dot{\Phi}_{Tl}$  – скалярные потенциалы смещений частиц падающей, отраженной и продольной преломленной волн соответственно;

$\dot{\vec{\Pi}}_{Tt}$  – векторный потенциал смещения поперечной преломленной волны;

$A_I$ ,  $A_R$ ,  $A_{Tl}$ ,  $A_{Tt}$  – амплитуды падающей, отраженной, поперечной преломленной и продольной преломленной волн соответственно;

$f_{Tl}$ ,  $f_{Tt}$  – частоты продольной и поперечной преломленных волн соответственно;

$\vec{q}$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ .

При отсутствии источников на границе сред граничные условия могут быть записаны в виде:

$$\left. \dot{\xi}_y^I \right|_{y=0} = \left. \dot{\xi}_y^{II} \right|_{y=0}, \quad \left. \dot{\sigma}_{yy} \right|_{y=0} = -(\dot{P}_I + \dot{P}_R) \Big|_{y=0}, \quad \left. \dot{\sigma}_{xy} \right|_{y=0} = 0,
 \tag{5}$$

где:  $\dot{\xi}_y^I$ ,  $\dot{\xi}_y^{II}$  – нормальные смещения частиц первой и второй среды соответственно,

$\dot{P}_I$ ,  $\dot{P}_R$  – давления, вызванные падающей и отраженной волнами соответственно,

$\dot{\sigma}_{yy}$ ,  $\dot{\sigma}_{xy}$  – компоненты тензора напряжения.

## 2 Аналитические зависимости, описывающие эффекты отражения и преломления акустических лучей в динамических условиях

Выполнение граничных условий (5) обеспечивается для всех  $x$  и  $t$  лишь при равенстве экспонент, входящих в выражение (4). С учетом выражения (3) последнее требование можно записать как:

$$\begin{aligned} f_I \left\{ t - \frac{1}{c_1} [(x + X(t)) \sin \alpha - Y(t) \cos \alpha] \right\} &= \\ &= f_R \left\{ t - \frac{1}{c_1} [(x + X(t)) \sin \beta + Y(t) \cos \beta] \right\} = \\ &= f_{Tl} \left\{ t - \frac{x \sin \gamma}{c_{2l}} \right\} = f_{Tr} \left\{ t - \frac{x \sin \delta}{c_{2r}} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Эти равенства превращаются в тождества при условии, что:

$$\frac{f_I}{c_1} \sin \alpha = \frac{f_R}{c_1} \sin \beta = \frac{f_{Tl}}{c_{2l}} \sin \gamma = \frac{f_{Tr}}{c_{2r}} \sin \delta, \quad (7)$$

$$f_I \left[ t - \frac{X(t)}{c_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha \right] = f_R \left[ t - \frac{X(t)}{c_1} \sin \beta - \frac{Y(t)}{c_1} \cos \beta \right] = f_{Tl} t = f_{Tr} t. \quad (8)$$

Преобразование выражений (8) с учетом равенств (7) дает:

$$\left[ t + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha \right] \sin \beta + \frac{Y(t)}{c_1} \sin \alpha \cos \beta = t \sin \alpha, \quad (9)$$

$$\left[ t - \frac{X(t)}{c_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha \right] \sin \gamma = \frac{c_{2l}}{c_1} t \sin \alpha, \quad (10)$$

$$\left[ t - \frac{X(t)}{c_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha \right] \sin \delta = \frac{c_{2r}}{c_1} t \sin \alpha. \quad (11)$$

Из выражений (7) и (9)–(11) видно, что угол отражения и частота отраженной волны не зависят от параметров движения тела вдоль оси  $x_0$  и определяются параметрами ее движения только вдоль оси  $y_0$ . Углы преломления, равно как и частоты преломленных волн, зависят как от параметров движения тела вдоль оси  $x_0$ , так и вдоль оси  $y_0$ .

Преобразования выражений (9)–(11) приводят к следующим выражениям для угла отражения  $\beta$  и углов преломления продольной  $\gamma$  и поперечной  $\delta$  волн:

$$\sin(\beta + \varphi(t)) = K(t) \sin \alpha, \quad (12)$$

$$\gamma = \arcsin \frac{\frac{c_{2l} \sin \alpha}{c_1}}{\left[ 1 - \frac{X(t)}{tc_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{tc_1} \cos \alpha \right]}, \quad (13)$$

$$\delta = \arcsin \frac{\frac{c_{2r} \sin \alpha}{c_1}}{\left[ 1 - \frac{X(t)}{tc_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{tc_1} \cos \alpha \right]}, \quad (14)$$

$$\text{где } \varphi(t) = \arctg \frac{\frac{Y(t) \sin \alpha}{c_1}}{t + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha}, \quad K(t) = \frac{t}{\sqrt{t^2 + \left(\frac{Y(t)}{c_1}\right)^2 + 2\frac{tY(t)}{c_1} \cos \alpha}}.$$

Из равенств (7) следуют выражения для частот отраженной  $f_R$ , продольной  $f_{Tl}$  и поперечной  $f_{Tr}$  преломленных волн:

$$f_R = f_I \frac{t + \frac{Y(t)}{c_1} \cos \alpha}{t - \frac{Y(t)}{c_1} \cos \beta}, \quad (15)$$

$$f_{Tl} = f_{Tr} = f_T = f_I \left[ 1 - \frac{X(t)}{tc_1} \sin \alpha + \frac{Y(t)}{tc_1} \cos \alpha \right]. \quad (16)$$

Из формул (12)–(16) видно, что при неравномерном движении поверхности, фиксированных угле падения  $\alpha$  и частоте падающей волны  $f_I$ , углы отражения  $\beta$ , преломления  $\gamma$ ,  $\delta$  и частоты отраженной  $f_R$  и преломленных  $f_T$  волн являются функциями времени. Вид этих функций определяется законом изменения во времени места расположения поверхности твердого тела  $X(t)$ ,  $Y(t)$ , а также параметрами сред.

В случае равномерного движения тела вдоль оси  $x_0$  со скоростью  $v_\tau = \text{const}$  ( $v_\tau$  – тангенциальная составляющая скорости движения тела) и равномерного движения вдоль оси  $y_0$  со скоростью  $v_n = \text{const}$ , закон его движения имеет вид  $X(t) = v_\tau t$ ,  $Y(t) = v_n t$ . Углы отражения (12) и преломления продольной (13) и поперечной (14) волн описываются выражениями:

$$\sin(\beta + \varphi) = K \sin \alpha, \quad (17)$$

$$\gamma = \arcsin \left[ \frac{\frac{c_{2l} \sin \alpha}{c_1}}{1 - \frac{v_\tau}{c_1} \sin \alpha + \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha} \right], \quad (18)$$

$$\delta = \arcsin \left[ \frac{\frac{c_{2r} \sin \alpha}{c_1}}{1 - \frac{v_\tau}{c_1} \sin \alpha + \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha} \right], \quad (19)$$

$$\text{где } \varphi = \arctg \frac{\frac{v_n \sin \alpha}{c_1}}{1 + \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha}, \quad K = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{c_1}\right)^2 + 2 \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha}}.$$

Частоты отраженной и преломленных волн имеют вид:

$$f_R = f_I \frac{1 + \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha}{1 - \frac{v_n}{c_1} \cos \beta}, \quad (20)$$

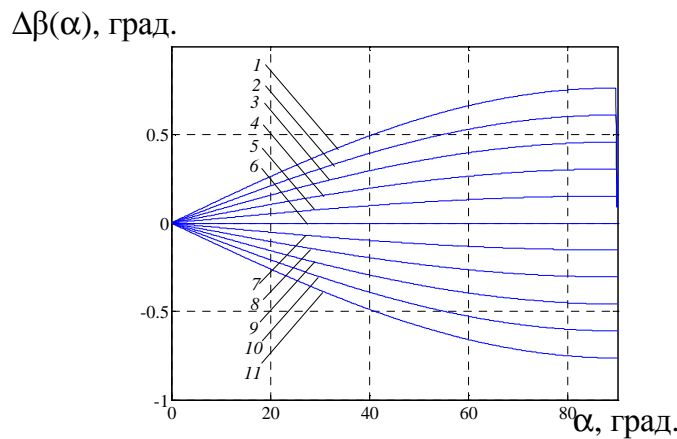
$$f_T = f_I \left( 1 - \frac{v_\tau}{c_1} \sin \alpha + \frac{v_n}{c_1} \cos \alpha \right). \quad (21)$$

Формулы (12)–(14) обобщают выражение, описывающее классический закон Снелиуса (1), а выражения (15), (16) – формулы, описывающие эффект Доплера (2). При отсутствии движения тела ( $X(t) = 0, Y(t) = 0$ ) формулы (12)–(14) преобразовываются в известное выражение (1). При постоянной скорости  $v_n$  движения тела и нормальном падении луча ( $\alpha = \beta = 0$ ) формула (15) преобразуется в классическое соотношение (2).

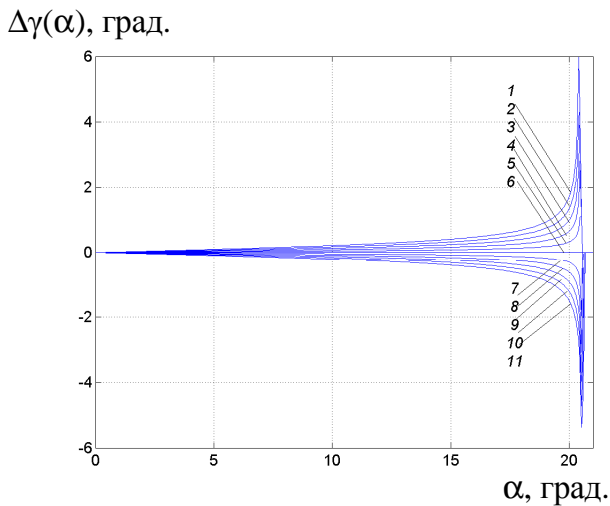
### 3 Исследование эффектов отражения и преломления акустических лучей при движении твердого тела

Для изучения эффектов, вызываемых движением тела, построены графики зависимостей отклонений углов отражения  $\Delta\beta(\alpha)$  и преломления  $\Delta\gamma(\alpha)$ ,  $\Delta\delta(\alpha)$  от угла падения  $\alpha$  и нормальной составляющей скорости движения тела  $v_n$  (рис. 2), а также графики зависимостей отклонений углов преломления  $\Delta\gamma(\alpha)$ ,  $\Delta\delta(\alpha)$  от угла падения  $\alpha$  и тангенциальной составляющей скорости движения тела  $v_\tau$  (рис. 3), где  $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ ,

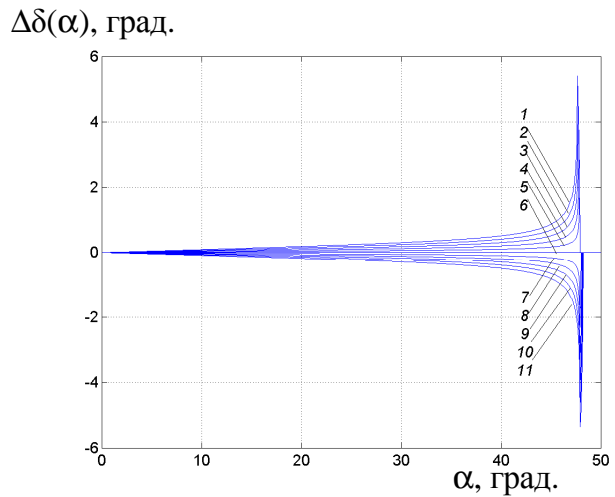
$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ ,  $\Delta\delta = \delta - \delta_0$ , а  $\beta_0$ ,  $\gamma_0$ ,  $\delta_0$  – углы отражения и преломления соответственно при отсутствии движения тела. Кроме того, построены графики зависимости нормированных частот отраженной  $\frac{f_R}{f_I}$  и преломленных  $\frac{f_T}{f_I}$  волн от угла падения  $\alpha$  и нормальной составляющей скорости движения твердого тела  $v_n$  (рис. 4), а также график зависимости нормированных частот преломленных волн  $\frac{f_T}{f_I}$  от угла падения  $\alpha$  и тангенциальной составляющей скорости движения тела  $v_\tau$  (рис. 5).



а)



б)



в)

Рис. 2 - Зависимости отклонений углов отражения (а) и преломления продольной (б) и поперечной (в) волн от угла падения  $\alpha$  при разных скоростях для сред «вода–латунь»:

$c_1=1500$  м/с,  $c_{2l}= 4280$  м/с,  $c_{2t}=2020$  м/с: 1 – 11 – соответственно для  $v_n = -10$  м/с, -8 м/с, -6 м/с, -4 м/с, -2 м/с, 0 м/с, 2 м/с, 4 м/с, 6 м/с, 8 м/с, 10 м/с

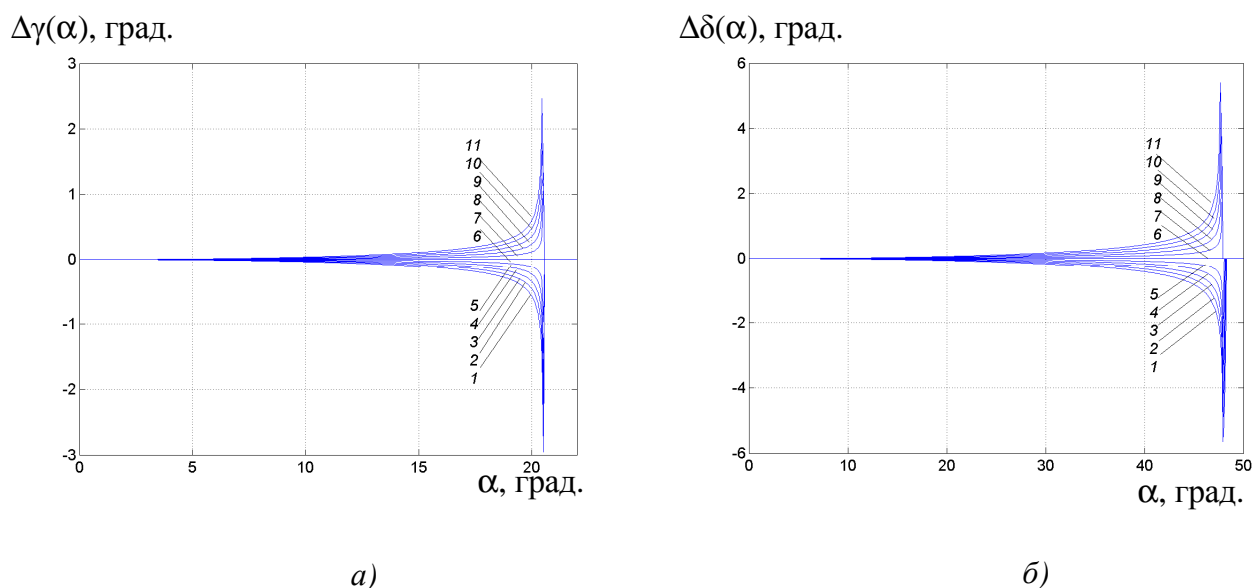


Рис. 3 - Зависимости отклонений углов преломления продольной (а) и поперечной (б) волн от угла падения  $\alpha$  при разных скоростях для сред «вода–латунь»:  
 $c_1=1500$  м/с,  $c_{2l}= 4280$  м/с,  $c_{2t}=2020$  м/с: 1–11 – соответственно для  
 $v_\tau = -10$  м/с, -8 м/с, -6 м/с, -4 м/с, -2 м/с, 0 м/с, 2 м/с, 4 м/с, 6 м/с, 8 м/с, 10 м/с.

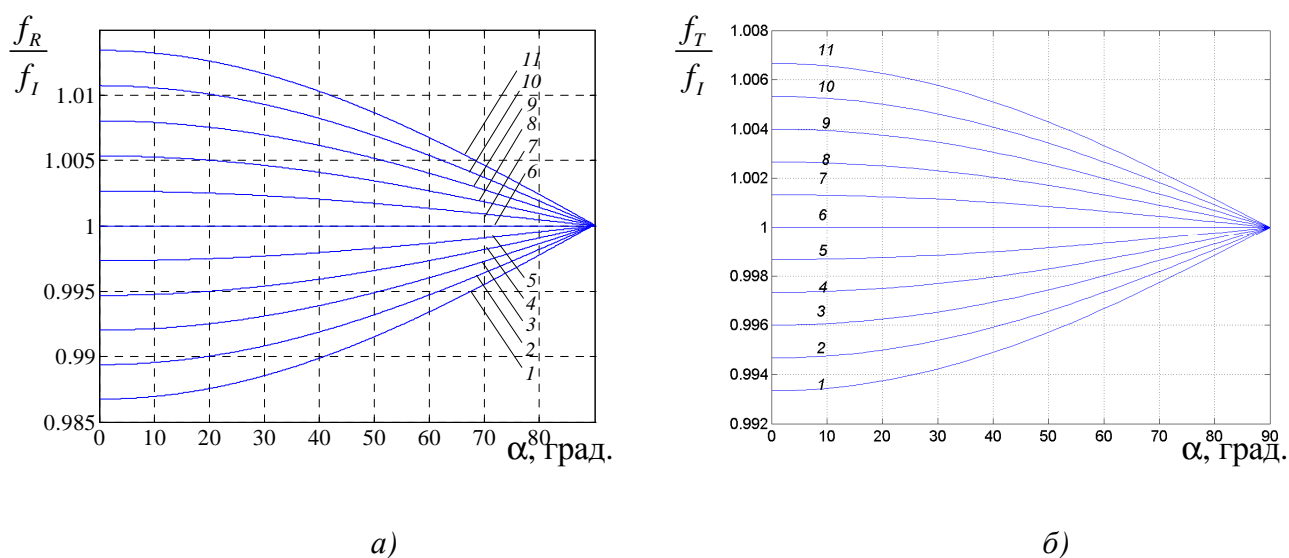


Рис. 4 - Зависимости нормированных частот отраженной (а) и преломленных (б) волн от угла падения  $\alpha$  при разных скоростях движения для сред «вода–латунь»:  
 $c_1=1500$  м/с,  $c_{2l}= 4280$  м/с;  $c_{2t}=2020$  м/с: 1–11 – соответственно для  
 $v_n = -10$  м/с, -8 м/с, -6 м/с, -4 м/с, -2 м/с, 0 м/с, 2 м/с, 4 м/с, 6 м/с, 8 м/с, 10 м/с



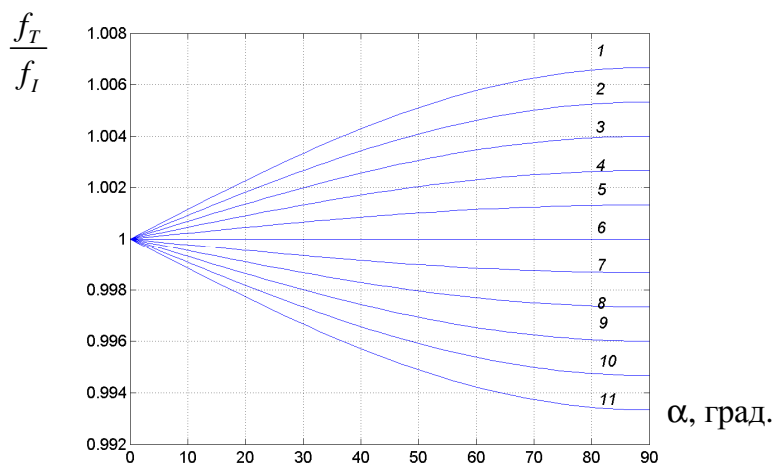


Рис. 5 - Зависимости нормированных частот преломленных волн от угла падения  $\alpha$  при разных скоростях движения для сред «вода–латунь»:  
 $c_1=1500$  м/с,  $c_{2l}= 4280$  м/с;  $c_{2r}=2020$  м/с: 1 – 11 – соответственно для  
 $v_\tau = -10$  м/с,  $-8$  м/с,  $-6$  м/с,  $-4$  м/с,  $-2$  м/с,  $0$  м/с,  $2$  м/с,  $4$  м/с,  $6$  м/с,  $8$  м/с,  $10$  м/с

Из графиков следует, что даже при небольших, в сравнении со скоростью распространения звука в среде  $c_1$ , скоростях движения твердого тела  $v_\tau$ ,  $v_n$  наблюдается заметное отклонение от классического закона Снеллиуса. Величина отклонения зависит как от абсолютного значения скорости, так и от направления движения тела. С увеличением скорости движения тела по модулю отклонения угловых параметров возрастают по абсолютной величине.

При движении тела в направлении, противоположном направлению оси  $y_0$ , угол отражения  $\Delta\beta$  отклоняется в сторону поверхности (рис 2, а). С увеличением угла падения  $\alpha$  отклонение угла отражения  $\Delta\beta$  увеличивается, однако, при приближении угла падения к  $90^\circ$  отклонение  $\Delta\beta$  приближается к  $0^\circ$ .

При движении тела в направлении оси  $y_0$  угол отражения  $\beta$  отклоняется в сторону от поверхности (рис 2, а). С увеличением угла падения  $\alpha$  отклонение угла отражения  $\Delta\beta$  возрастает по модулю, однако, при приближении  $\alpha$  к  $90^\circ$  отклонение  $\Delta\beta$  приближается к  $0^\circ$ .

В случае движения тела в направлении, противоположном оси  $y_0$ , углы  $\gamma$  и  $\delta$  отклоняются в сторону поверхности (рис. 2 б, в). При увеличении угла падения  $\alpha$  смещения улов преломления  $\Delta\gamma$  и  $\Delta\delta$  возрастают, а затем падают до нуля при достижении углом  $\alpha$  критических значений  $\alpha_{cl}$ ,  $\alpha_{ct}$ , описываемых для продольной и поперечной волн соответственно выражениями:

$$\sin(\alpha_{cl} + \varphi_{cl}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_\tau + c_{2l}}{c_1}\right)^2 + \left(\frac{v_n}{c_{2l}}\right)^2}},$$

$$\sin(\alpha_{ct} + \varphi_{ct}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{\tau} + c_{2t}}{c_1}\right)^2 + \left(\frac{v_n}{c_{2t}}\right)^2}},$$

$$\text{где } \sin \varphi_{ct} = -\frac{v_n}{c_{2t}} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{\tau} + c_{2t}}{c_1}\right)^2 + \left(\frac{v_n}{c_{2t}}\right)^2}}, \quad \sin \varphi_{ct} = -\frac{v_n}{c_{2t}} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{\tau} + c_{2t}}{c_1}\right)^2 + \left(\frac{v_n}{c_{2t}}\right)^2}}.$$

Значения критических углов зависят в общем случае от скорости распространения колебаний в средах и скорости движения тела. При скоростях движения тела, значительно меньших скорости звука в средах, значения критических углов практически не зависят от скорости движения тела. Для сред «вода – латунь» их значения достигают  $\alpha_{ct} \approx 21^\circ$ ,  $\alpha_{ct} \approx 48^\circ$ .

При движении тела в направлении оси  $y_0$  углы  $\gamma$  и  $\delta$  отклоняются в сторону от поверхности. При увеличении угла падения  $\alpha$  отклонения углов преломления  $\Delta\gamma$  и  $\Delta\delta$  возрастают по модулю, а затем уменьшаются до нуля.

При движении тела в направлении, противоположном оси  $x_0$ , углы  $\gamma$  и  $\delta$  отклоняются в сторону от поверхности (рис. 3). При увеличении угла падения  $\alpha$  отклонения углов преломления  $\Delta\gamma$  и  $\Delta\delta$  возрастают по модулю, а затем уменьшаются до нуля.

При движении тела в направлении оси  $x_0$  углы  $\gamma$  и  $\delta$  отклоняются в сторону поверхности. При увеличении угла падения  $\alpha$  отклонения углов преломления  $\Delta\gamma$  и  $\Delta\delta$  возрастают, а затем уменьшаются до нуля.

Согласно графикам (рис. 4) при движении тела вдоль оси  $y_0$  увеличение угла падения  $\alpha$  приводит к уменьшению нормированных частот отраженных  $\frac{f_R}{f_I}$  (рис. 4, а) и преломленных  $\frac{f_T}{f_I}$  (рис. 4, б) волн, а при движении в противоположном направлении – к увеличению этих частот.

Согласно рис. 5 при движении тела вдоль оси  $x_0$  увеличение угла падения  $\alpha$  приводит к уменьшению нормированных частот  $\frac{f_T}{f_I}$  преломленных волн, а при движении в противоположную сторону – к увеличению этих частот.

Одинаковые по величине нормальная и тангенциальная составляющие скорости движения тела приводят к отличным значениям отклонений углов преломления. При движении вдоль оси  $y_0$  отклонения принимают большие значения, нежели при движении вдоль оси  $x_0$ .

#### 4 Пояснение эффекта отклонения углов

Эффекты отклонения углов отражения и преломления, описываемые формулами (12–14), можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому любая точка фронта волны является источником вторичной сферической волны, которая распространяется во всех направлениях со скоростью, присущей данной среде. Огибающая

поверхность (поверхность, касающаяся всех поверхностей сферических волн в данный момент времени) представляет собой волновой фронт волны.

На рис. 6 на базе принципа Гюйгенса построена схема отражения плоской волны с волновым вектором  $\vec{k}_i$  от поверхности тела, движущегося вдоль оси  $y$  с постоянной скоростью  $v$ .

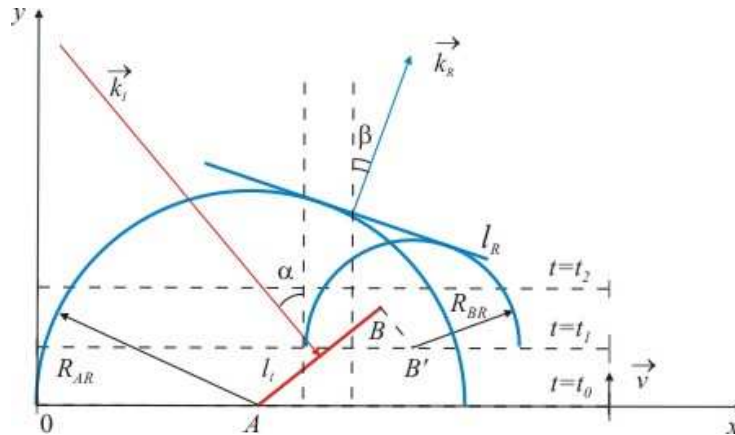


Рис. 6 - Схема отражения волны от поверхности тела, движущегося вдоль оси  $y_0$

В момент времени  $t_0$  точка  $A$  фронта плоской волны  $l_i$  достигнет поверхности тела, порождая вторичную сферическую волну. В момент времени  $t_1$  вторая точка фронта  $B$  достигнет поверхности в точке  $B'$ , также порождая сферическую волну. За промежуток времени  $\Delta t = t_1 - t_0$  тело перемещается на расстояние  $S = v\Delta t$ .

Таким образом, точка  $B$  достигнет поверхности раньше, чем это произошло бы при отсутствии движения тела. В момент времени  $t_2$  радиусы сферических волн с центрами в точках  $A$  и  $B'$  достигнут соответственно значений  $R_{AR}$  и  $R_{BR}$ . Касательная  $l_R$  к их фронтам, является фронтом результирующей отраженной плоской волны, которая характеризуется волновым вектором  $\vec{k}_r$ . Угол  $\beta$  между вектором  $\vec{k}_r$  и нормалью к поверхности (угол отражения) будет меньше угла падения  $\alpha$ . При этом угол отражения отклонен в сторону от поверхности. При противоположном направлении движения тела угол отражения  $\beta$  оказывается больше угла падения  $\alpha$ . При этом угол отражения отклонен в сторону поверхности.

Схемы преломления волн на поверхности движущегося тела строятся аналогично.

### Выводы

Исследование эффектов отражения и преломления акустических лучей на плоской поверхности твердого тела, движущегося в жидкости, показали, что:

- движение тела вдоль нормали к поверхности приводит к изменению углов отражения и преломления, а также к изменению частот отраженной и преломленной волн;
- движение тела вдоль поверхности не сказывается на угле отражения и частоте отраженной волны, но приводит к изменению углов преломления и частот преломленных волн. При этом частота продольной волны совпадает с частотой поперечной волны;

– при движении тела вдоль нормали к поверхности в сторону от источника звука углы отражения и преломления отклоняются в сторону поверхности тела, а частоты отраженной и преломленных волн уменьшаются. При движении тела в противоположном направлении углы отражения и преломления отклоняются в сторону от поверхности, а частоты отраженной и преломленных волн возрастают;

– при движении тела вдоль поверхности в сторону от источника звука углы преломления отклоняются в сторону поверхности тела, а частоты преломленных волн уменьшаются. При движении тела в противоположном направлении углы преломления отклоняются в сторону от поверхности, а частоты преломленных волн увеличиваются;

– отклонение по модулю угловых и частотных параметров отраженной и преломленных волн возрастает с увеличением скорости движения тела по абсолютной величине. Даже при небольших, по сравнению со скоростью звука в жидкости, скоростях движения тела наблюдается заметное отклонение параметров от тех, которые соответствуют классическим закону Снелиуса и эффекту Доплера;

– наблюдаемые отклонения углов отражения и преломления в результате движения тела объясняются с помощью принципа Гюйгенса.

## **Литература**

1. Лямшев Л. Отражение звука от движущейся тонкой пластины // *Акустический журнал*. — 1960. — Т. 6, № 4. — С. 505—507.
2. Лямшев Л. К теории распространения звуковых волн в движущейся слоисто-неоднородной среде // *Акустический журнал*. — 1982. — Т. 28, № 3. — С. 367—374.
3. Богушевич А. Я., Красненко Н. П. Эффект Доплера в акустике неоднородной движущейся среды // *Акустический журнал*. — 1988. — Т. 34, № 4. — С. 598—602.
4. Остаев В. Е. Распространение звука в движущихся средах. — М.: Наука, 1992. — 203 с.
5. Горбань И. И. Обработка гидроакустических сигналов в сложных динамических условиях / НАН України. — К.: Наукова думка, 2008, 272 с.
6. Горбань И. И. Отражение и преломление акустических лучей на подвижной границе раздела сред // *Акустический вестник*. — 2004. — Т. 7 (2). — С. 36 — 41.
7. Горбань І., Курський Ю. Акустичні ефекти в динамічних умовах // *Стандартизація, сертифікація, якість*. — 2007. — № 2. — С. 47—51.
8. Горбань И. И., Курской Ю. С. Отражение и преломление акустических лучей на границе жидкости и движущегося твердого тела // *Вісник ХНУ. №739, серія «Фізика»*. Вип. 9. — 2006. — С. 44—49.
9. Горбань І., Курський Ю. Комп'ютерне моделювання відбиття та заломлення акустичних хвиль на поверхні твердого тіла, що рухається // *Гідроакустичний журнал*. — 2008. — № 5. — С. 29—33.