2. *Корец В. Л.* Некоторые вопросы образования элементарной кавитационной области.–/Акустика и ультразвуковая техника. Вып. II. Киев: Техника, 1976, с. 11–16.
3. *Левковский Ю. Л.* Структура кавитационных течений. Л.: Судостроение, 1978.
4. *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. Т. I. М.: Гостехиздат, 1955.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

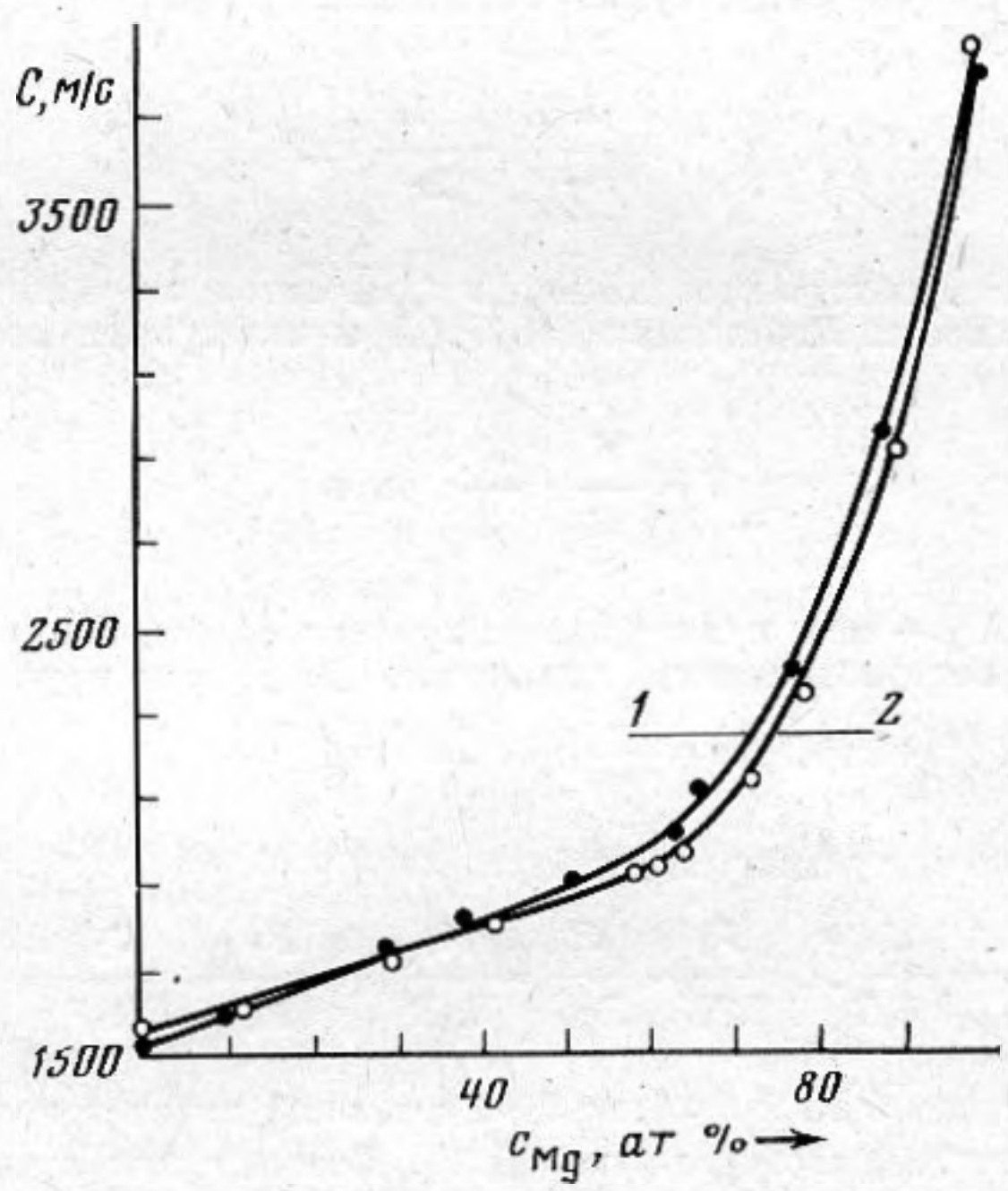
Поступила в редакцию
29.IV.1982

УДК 669.15–154:531.311.3

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЖИМАЕМОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ РАСПЛАВОВ

Лысов В. И., Новиков В. Н.

Для передачи ультразвуковой энергии от преобразователей, находящихся при комнатной температуре, к расплаву обычно [1–3] используют длинные волноводы. Наличие в установках длинных волноводов, вдоль которых существует неконтролируемый градиент температуры, является источником дополнительных ошибок. Для устранения этих ошибок была разработана безволноводная конструкция ультразвуковой ячейки, в которой излучатель и приемник находятся в акустическом контакте



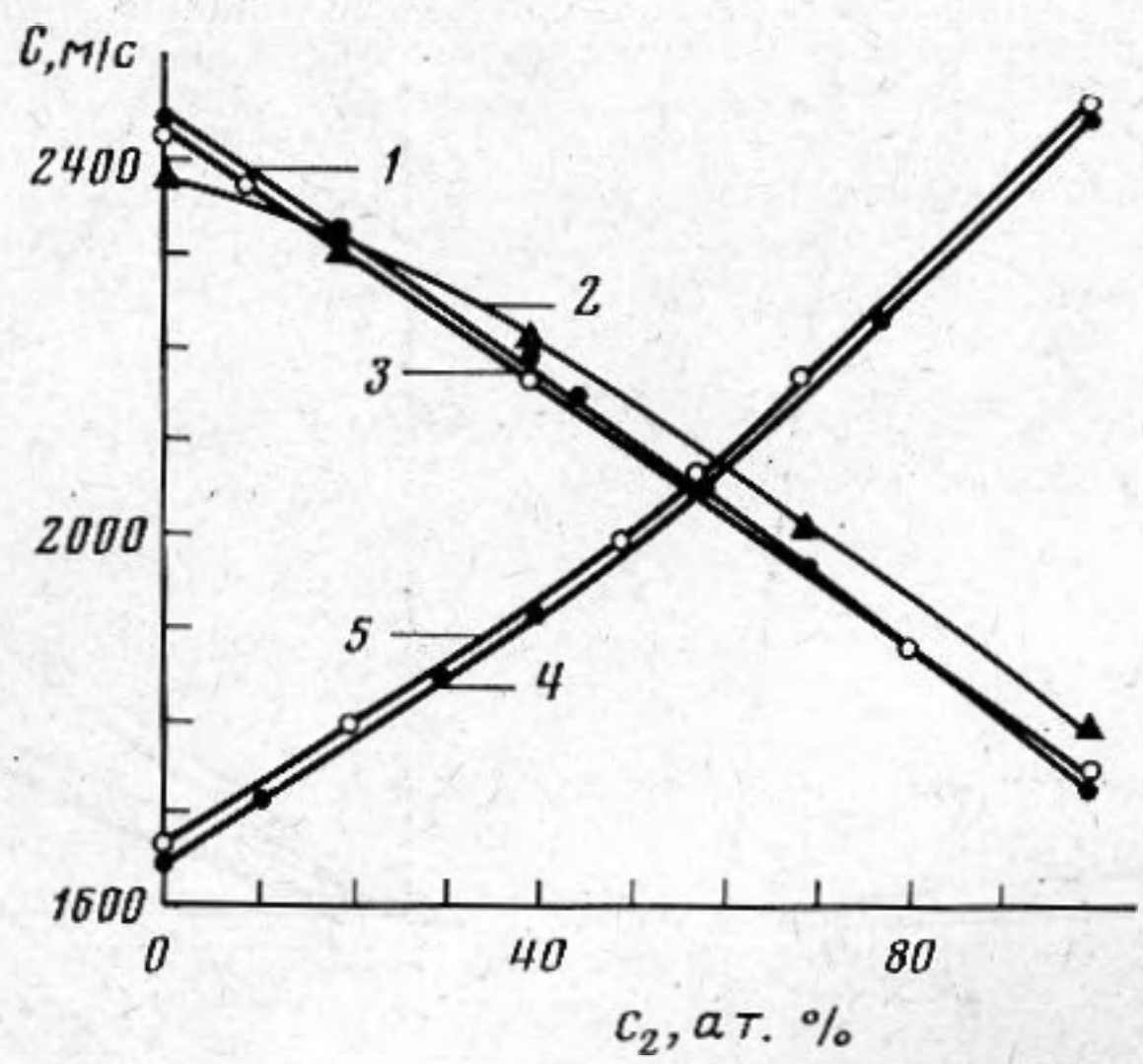
Фиг. 1. Концентрационная зависимость C в расплаве BiMg. *1* – результаты настоящей работы, *2* – результаты работы [5]

с расплавом посредством поверхностно-активной токопроводящей пленки. Ультразвуковая ячейка выполнена в виде прямоугольного параллелепипеда из нержавеющей стали. Преобразователи ультразвука, изготовленные в форме дисков (диаметр 10 мм и толщина 1,5 мм) из монокристалла $LiNbO_3$ (Z-срез), вставлялись в пришлифованные отверстия боковых стенок ячейки. Герметичность крепления преобразователей к ячейке обеспечивалась высокотемпературной замазкой из коалина и 10 вес.% порошкообразной буры на основе воды. После высыхания замазки ячейка отжигалась при температуре 800–900° С. Для осуществления электрического контакта преобразователей с расплавом и электродами стенки излучателя и приемника покрывались высокотемпературной и токопроводящей пленкой расплавов А303 или NaCl – 19%, $BaCl_2$ – 33, $CaCl_2$ – 48%. Измерение скорости распространения ультразвука проводилось с помощью стандартной электронной аппаратуры методом длинного импульса [4]. Ошибка, вносимая электронной частью установки, не превышала 0,3%. Ошибку измерения скорости ультразвука C в установках с использованием длинных

волноводов и без волноводов можно оценить, используя выражение

$$\frac{\Delta C}{C}=\frac{\Delta l}{l}+\frac{\Delta t}{t}\left(1+2\frac{C}{l}\cdot\frac{l_0}{C_0}\right), \qquad (1)$$

где $\Delta t/t$ – ошибка в определении времени прохождения импульса для стандартной электронной аппаратуры порядка 0,3%; C_0 – скорость звука в волноводах; l_0 – длина волноводов; l – длина образца.



Фиг. 2. Концентрационная зависимость C в расплавах SnPb и BiSn. *1* – результаты настоящей работы для SnPb, *2* – результаты для SnPb работы [1], *3* – результаты для SnPb работы [2], *4* – результаты настоящей работы для BiSn, *5* – результаты для BiSn работы [3]

В ультразвуковых установках, использующих длинные волноводы, характерны следующие соотношения: $l_0\approx10l$, $C_0\approx1{,}5C$, $\Delta l/l\approx0{,}2\%$, что согласно (1) дает величину ошибки в определении скорости ультразвука порядка 2÷3%. В разработанной конструкции ячейки $l_0=0$ и $\Delta C/C\approx0{,}5\%$.

Измерения концентрационной зависимости скорости ультразвука проводились в жидких сплавах BiMg, BiSn и SnPb. Образцы изготавливались из чистых металлов марки ОСЧ. Состав полученных сплавов контролировался с помощью рентгеновского анализа до и после опыта.

На фиг. 1, 2 представлены результаты исследования концентрационной зависимости скорости ультразвука C в системах BiMg при T=850° С, BiSn – 300° С и SnPb при T=350° С в сравнении с литературными данными [1–3, 5]. Приведенные литературные данные [1–3] для сплавов BiSn и SnPb получены на установках с длинными волноводами. Как следует из фиг. 2, расхождение наших и литературных данных в среднем составляет примерно 3%, что согласуется с определенной выше величиной ошибки в определении C на установках с волноводами.

Литературные данные для BiMg [5] получены на установке, использующей электромагнитный способ возбуждения ультразвука в расплаве. Приведенную в этой работе ошибку измерения величины C, равную 0,3%, следует считать несколько заниженной, поскольку в этом методе существенную роль играет состояние поверхности расплава, мениск и т. д. Отклонение наших данных от литературных для сплава BiMg не превышает 1÷1,5%.

Для расчета концентрационной зависимости коэффициента изотермической сжимаемости χ_T на основе экспериментальных значений скорости ультразвука использовалось уравнение

$$\chi_T=\gamma V/(AC^2), \qquad (2)$$

где $\gamma=C_P/C_V$, $A=c_1A_1+c_2A_2$ – молярная масса сплава; A_1 и A_2 – молярные массы компонент; c_1, c_2 – концентрации; $V=c_1V_1+c_2V_2+\Delta V$ – молярный объем сплава; V_1 и V_2 – молярные объемы компонент; ΔV – изменение объема при образовании сплава.

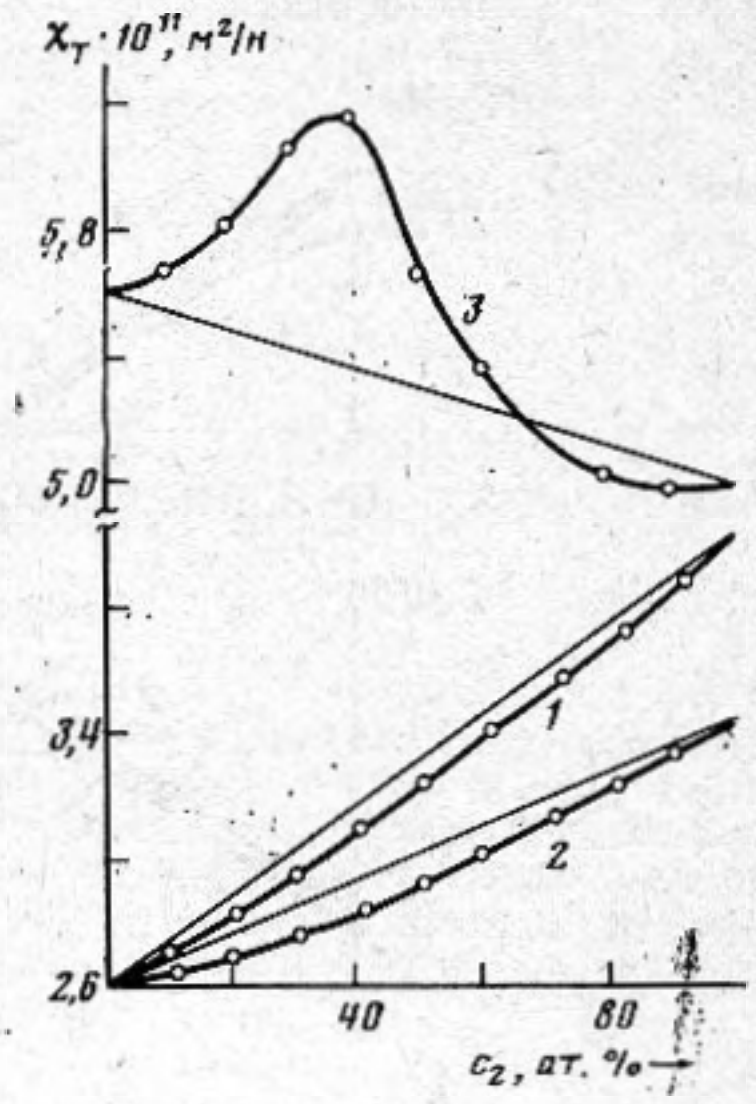
Таким образом, для расчета χ_T необходимо знать величины V и γ, экспериментальная информация о которых в литературе ограничена. Воспользуемся для расчета величины ΔV теоретическим выражением, полученным в [6]:

$$\frac{\Delta V}{V_0}=\frac{c_1c_2}{D}\left\{\frac{1}{RT}\left[\frac{A}{V_0}+(c_2-c_1)\frac{2B}{V_0^2}\right]+\frac{V_2-V_1}{R}\left[\left(\frac{\partial S_2}{\partial V_2}\right)_T-\left(\frac{\partial S_1}{\partial V_1}\right)_T\right]\right\}, \qquad (3)$$

где $V_0=c_1V_1+c_2V_2$, R – газовая постоянная; S_1 и S_2 – энтропии компонент, явный вид которых приведен в [6]; D, A и B – элементарные функции объемов, валентностей и параметров псевдопотенциала компонент, явный вид которых приведен в [6].

Выражение (3) позволяет описывать экспериментальные результаты по $\Delta V/V_0$ с ошибкой порядка 10–20%. Учитывая, что для большинства жидких бинарных сплавов непереходных металлов величина $\Delta V/V_0$ не превышает 5%, нетрудно убедиться, что ошибка при расчете полного объема системы $V=V_0+\Delta V$ составит не более 1%.

Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимость величины $\Delta V/V_0$ от концентрации второго компонента c_2. *1* – сплав BiMg, *2* – сплав BiSn, *3* – сплав SnPb

Фиг. 4. Концентрационная зависимость изотермической сжимаемости расплавов SnBi, SnPb и MgBi. *1* – сплав SnBi, *2* – сплав SnPb, *3* – сплав MgBi

На фиг. 3 представлены концентрационные зависимости $\Delta V/V_0$ для сплавов BiMg, BiSn и SnPb, рассчитанные согласно (3). Из приведенных графиков следует, что для сплавов BiSn и SnPb величина $\Delta V/V_0$ довольно мала и при $c_1=c_2$ она меньше 1%. Для этих сплавов малы также и теплоты образования: для BiSn $\Delta H=0{,}03$ ккал/моль, для SnPb $\Delta H=0{,}2$ ккал/моль, т. е. эти сплавы близки к идеальным. Для сплава BiMg величина $\Delta V/V_0$ при концентрации $c_1=c_2$ равна 5%; большая у этого сплава и теплота образования $\Delta H=-4{,}5$ ккал/моль. В связи с вышесказанным следует ожидать существенного различия поведения для этих групп сплавов концентрационной зависимости коэффициента изотермической сжимаемости.

Входящую в χ_T величину γ можно с хорошей точностью рассчитывать через отношения теплоемкостей для чистых компонент γ_1, γ_2, поскольку для исследуемых сплавов, не делая большой ошибки, можно положить $C_P=c_1C_P^{(1)}+c_2C_P^{(2)}$, $C_V=c_1C_V^{(1)}+c_2C_V^{(2)}$ (где C_P и C_V – теплоемкости при постоянном давлении и объеме; 1 и 2 – индексы компонент) и, следовательно:

$$\gamma=\frac{c_1C_p^{(1)}+c_2C_P^{(2)}}{c_1C_V^{(1)}+c_2C_V^{(2)}}=c_1\gamma_1+c_2\gamma_2+c_1c_2\frac{(C_V^{(1)}-C_V^{(2)})}{C_V}(\gamma_2-\gamma_1). \qquad (4)$$

Последний член в (4) очень мал и им можно пренебречь.

На фиг. 4 приведены концентрационные зависимости коэффициента изотермической сжимаемости, рассчитанные согласно (2) с учетом (3) и (4) (прямая линия соответствует аддитивному случаю, когда $\chi_T=c_1\chi_T^{(1)}+c_2\chi_T^{(2)}$). Как видно из фиг. 4, для сплавов BiSn и SnPb отклонение графика от прямой очень малое, что подтверждает проведенный анализ. Для BiMg поведение кривой χ_T довольно сложное, что отражает неидеальность сплава.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Стремоусов В. И., Рубцов А. С., Школьников В. А.* Скорость ультразвука и сжимаемость некоторых жидких бинарных сплавов.– ЖФХ, 1968, т. 42, с. 69–71.
2. *Марков Б. Г.* Скорость ультразвука и теплофизические свойства металлов Sn, Pb, Cd и бинарных сплавов PbSn и PbCd.– Теплофизика высоких температур, 1975, т. 13, № 5, с. 1108–1112.
3. *Стремоусов В. М., Марков Б. Г.* Скорость ультразвука и сжимаемость металлических сплавов SnZn, SnBi.– ЖФХ, 1972, т. 46, с. 712–743.
4. *Криштал М. А., Головин С. А.* Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 375 с.
5. *McAlister S. P., Grozier E. D., Cohran J. F.* The velocity of Sound in liquid Magnesium – Bismuth alloys.– The properties of liquid metals, 2nd International Conf.: Tokyo, 1972, p. 445–450.
6. *Лысов В. И., Федоров В. Е., Харьков Е. И., Цыганов Н. Л.* Термодинамические функции жидких бинарных сплавов непереходных металлов в рамках метода псевдопотенциала.– В кн.: Физика жидкого состояния. Киев: Вища школа, 1981, № 9, с. 15–33.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию 19.IV.1982

УДК 534.24

О СВЯЗИ МЕЖДУ БОКОВЫМ СМЕЩЕНИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА И КОЭФФИЦИЕНТОМ ЗАТУХАНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ВОЛНЫ

Свиридов Ю. Б.

Явление бокового смещения ультразвукового пучка на границе жидкость – твердое тело изучалось в работах [1–8], однако до сих пор не была исследована связь между боковым смещением пучка и коэффициентом затухания нормальной волны, возбуждаемой этим пучком. Указанная взаимосвязь анализируется ниже для случая, когда коэффициент затухания нормальной волны вследствие излучения в жидкость значительно меньше ее постоянной распространения.

Рассмотрим вначале однородное, изотропное твердое полупространство, граничащее с жидкостью. Используя результаты работ [1, 3], получаем

$$\Delta r_{\text{отр}}(k_0)\,|_{k_t<k_0<k_1} = -\frac{2C\delta_R'(k_0)}{\delta_R^2(k_0)+C^2}, \tag{1}$$

где
$$\delta_R(k) = \frac{\left(k^2-\frac{1}{2}k_t^2\right)^2\sqrt{k_1^2-k^2}}{k_1^4\sqrt{k^2-k_t^2}} - \frac{k^2\sqrt{(k_1^2-k^2)(k^2-k_t^2)}}{k_1^4},$$

$$C = \frac{1}{4}\frac{\rho_1}{\rho}\left(\frac{c_1}{c_t}\right)^4, \qquad \delta_R'(k) \equiv \frac{d\delta_R(k)}{dk}, \qquad k_{1,l,t}=\omega/c_{1,l,t};$$

ρ_1, c_1 и ρ, $c_{l,t}$ – акустические параметры жидкости и твердого полупространства; $k_0=k_1\sin\theta_0$; θ_0 – угол падения центрального луча в пучке.

В точке $k_0=k_R=\omega/c_R$ (s_R – скорость рэлеевской волны) боковое смещение пучка достигает максимума

$$\Delta r_{\text{отр}}(k_R) = -2\delta_R'(k_R)/C, \tag{2}$$

поскольку $\delta_R(k_R)=0$.

Решая дисперсионное уравнение $\delta_R(k)+iC=0$ методом возмущений, получаем следующую формулу для волнового числа поверхностной волны:

$$k_{\text{п}} = k_R - iC/\delta_R'(k_R) + O(C^2). \tag{3}$$

Сравнивая формулы (2) и (3), приходим к выражению

$$\Delta r_{\text{отр}}(k_R) \approx 2/\alpha_{\text{п}}, \tag{4}$$

где $\alpha_{\text{п}}=\operatorname{Im} k_{\text{п}}$ – коэффициент затухания поверхностной волны вследствие излучения в жидкость.