

УДК 534.222.1

**О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО  
ТЕМПЕРАТУРНОГО РАССЕЙНИЯ ЗВУКА**

*Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А.*

Предложен и рассчитан новый эффект — вынужденное температурное рассеяние звука (ВТРЗ) в жидкостях. При значительной вязкости в импульсном режиме возможно усиление стоксовой встречной волны. Показана перспективность для наблюдения ВТРЗ бинарных смесей вблизи критической точки расслаивания.

Традиционная нелинейная акустика изучает нелинейные взаимодействия только звуковых волн [1, 2]. Отсутствие заметной дисперсии в акустически прозрачных средах приводит к подавлению всех возможных процессов взаимодействия звука со звуком основным эффектом нелинейной акустики — генерацией высших гармоник, приводящей к формированию пилообразного профиля у первоначально монохроматической звуковой волны. Одним из путей дальнейшего развития нелинейной акустики является исследование круга задач, связывающих распространение звуковых полей с диспергирующими волнами другой, не звуковой, природы (на это обращалось внимание в работах [2—4]). При этом в принципе возможно осуществить накопление желаемого нелинейно-акустического эффекта еще до развития генерации высших гармоник. В настоящей статье предложено и рассчитано новое явление — вынужденное температурное рассеяние звука (ВТРЗ) в жидкости, и на его примере показана возможность подавления генерации высших гармоник в недиспергирующей среде и возможность усиления слабых акустических сигналов мощным звуковым полем.

Исходной является система уравнений гидродинамики и уравнение состояния жидкости

$$(1a) \quad \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0,$$

$$(1b) \quad \rho = \rho_0 + \frac{p}{c_0^2} - \alpha \rho_0 T' - \frac{\gamma}{c_0^2} p T',$$

где  $\rho_0$  и  $c_0$  — равновесные значения плотности жидкости и скорости звука,  $\alpha = -\rho_0^{-1}(\partial \rho_0 / \partial T)_p$  — коэффициент объемного теплового расширения,  $\gamma = c_0^{-2}(\partial c_0^2 / \partial T)_p$  — коэффициент теплового изменения скорости звука,  $p$  — звуковое давление и  $T'$  — отклонение температуры жидкости от равновесного значения, вызванное поглощением звука. В (1b) не учтено квадратичное по звуковому давлению слагаемое; влияние на ВТРЗ нелинейного взаимодействия звука со звуком будет оценено ниже.

Из (1) с точностью до билинейных членов следует уравнение второго порядка для давления

$$(2) \quad \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p = - \frac{\gamma}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p T') + \frac{\alpha}{c_0^2} \frac{\partial T'}{\partial t} \frac{\partial p}{\partial t} - \alpha \rho_0 v \frac{\partial^2 T'}{\partial t \partial x}.$$

При этом температура жидкости подчиняется уравнению теплопроводности

$$(3) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) T' = \frac{2\delta}{\rho_0^2 c_0 c_p},$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $c_p$  — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении и  $\delta$  — коэффициент поглощения звука по амплитуде.

Будем рассматривать только обратное рассеяние и представим решение системы (2), (3) в виде монохроматических волн с медленно изменяющимися во времени и пространстве амплитудами  $p = \frac{1}{2}[p_1 e^{i(k_1 x - \omega_1 t)} + p_2 e^{-i(k_2 x + \omega_2 t)} + \text{к. с.}]$ ,  $v = \frac{p}{2\rho_0 c_0}$ ,  $T = \frac{1}{2}[T e^{i(qx - \Omega t)} + \text{к. с.}]$ .

Здесь индекс «1» относится к мощной волне накачки, а индекс «2» — к рассеянной встречной волне ( $k_1, k_2 > 0$ ). Медленность изменения амплитуд  $p_1, p_2$  и  $T$  означает, как обычно, что  $k_{1,2}|p_{1,2}| \gg |\partial p_{1,2}/\partial x|$ ,  $q|T| \gg |\partial T/\partial x|$  и  $\omega_{1,2}|p_{1,2}| \gg |\partial p_{1,2}/\partial t|$ ,  $|\Omega T| \gg |\partial T/\partial t|$ .

«Укороченные» уравнения имеют вид

$$(4a) \quad \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_1 = - \frac{i}{4k_1 c_0^2} [\gamma \omega_1^2 - \alpha \Omega (2\omega_2 + \omega_1)] p_2 T,$$

$$(4б) \quad \left( - \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_2 = \frac{i}{4k_2 c_0^2} [\gamma \omega_2^2 - \alpha \Omega \omega_2] p_1 T^*,$$

$$(4в) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} - 2iq\chi \frac{\partial}{\partial x} + \chi q^2 - i\Omega \right) T = \frac{2\delta}{\rho_0^2 c_0 c_p} p_1 p_2^*,$$

где частоты  $\omega_1, \omega_2, \Omega$  и волновые числа  $k_1, k_2, q$  связаны резонансными условиями  $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ ,  $k_1 + k_2 = q$ .

Для выяснения общих свойств явления предположим, что возбуждаемая звуковой накачкой температурная волна имеет стационарное распределение  $T(x)$  вдоль координаты. Уравнение (4в) тогда можно сразу проинтегрировать, отбрасывая градиентный член вне узкой граничной области шириной  $\sim 2/q \simeq 1/k$ ,

$$T(x) = \frac{2\delta}{\rho_0^2 c_0 c_p (\chi q^2 - i\Omega)} p_1(x) p_2^*(x),$$

а (4а), (4б) записать в форме

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_1 = \frac{k_1 \delta \gamma}{2\rho_0^2 c_0 c_p} \frac{\Omega - i\chi q^2}{\Omega^2 + \chi^2 q^4} p_1 |p_2|^2 \left[ 1 + \alpha \Omega \frac{2\omega_2 + \omega_1}{\omega_1^2} \right],$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_2 = \frac{k_2 \delta \gamma}{2\rho_0^2 c_0 c_p} \frac{\Omega + i\chi q^2}{\Omega^2 + \chi^2 q^4} p_2 |p_1|^2 \left[ 1 - \alpha \frac{\Omega}{\omega_2} \right].$$

Отсюда виден резонансный характер перекачки энергии из волны  $p_1$  в волну  $p_2$ , определяемый поведением функции  $\Omega/(\Omega^2 + \chi^2 q^4)$  в зависимости от частоты  $\Omega$ . В максимуме полосы усиления волны  $p_2$ , имеющей спектральную ширину (по уровню 0,7)  $\Delta\Omega \simeq 3,5\chi q^2 = 14\chi k^2$ , модуль разности частот накачки и рассеянной волны должен удовлетворять условию  $|\Omega| = \chi q^2$  и при этом происходит резонансное возбуждение температурной волны. Следовательно, смещение частоты  $\omega_2$  рассеянной волны всегда будет относительно малым вплоть до гиперзвуковых частот  $\omega_1$  волны накачки.

Действительно, при резонансе  $|\Omega|/\omega_1 = (\chi\omega_1/c_0^2)(\omega_1 + \omega_2)^2/\omega_1^2$ . Для жидкостей величина  $\chi/c_0^2 \sim 10^{-12} \div 10^{-14}$  с и поэтому вплоть до частот  $f_1 = \omega_1/2\pi \sim 3 \cdot (10^9 \div 10^{11})$  Гц отношение  $|\Omega|/\omega_1 \ll 1$ . Последнее обстоятельство позволяет в уравнениях (8) считать квадратные скобки равными единице (так как для жидкостей  $|\alpha/\gamma| \sim 1$ ), а также  $k_1 \simeq k_2$ . Тогда видно, что в условиях, близких к стационарным ( $\partial/\partial t \simeq 0$ ), при  $\gamma < 0$  (все жидкости, кроме воды до температуры  $74^\circ \text{C}$ ) усиливаться может только стоксова компонента с  $\Omega > 0$  ( $\omega_2 = \omega_1 - \Omega < \omega_1$ ) и при  $\gamma > 0$  (вода) — антистоксова компонента с  $\Omega < 0$  ( $\omega_2 > \omega_1$ ).

Пользуясь вышеприведенными соображениями и приближением заданного поля затухающей волны накачки  $p_1 = p_0 e^{-\delta x}$ ,  $p_0 = \text{const}$ , решим систему

уравнений (4). При этом по-прежнему будем рассматривать ВТРЗ вне краевой зоны шириной  $\sim k^{-1}$ , т. е. считать, что координата в направлении распространения рассеянной волны  $\xi = L - x \gg k^{-1}$  ( $L$  — длина нелинейной среды). Нестационарность процесса учтем при помощи временной производной только в уравнении температурной волны.

Тогда, опуская в системе (4) первую производную по времени от  $p_2(c_0^{-1} |\partial p_2 / \partial t| \ll |\partial p_2 / \partial \xi|)$  и первую производную по координате от  $T(2q\chi |\partial T / \partial \xi| \ll |\partial T / \partial t|)$  и фактически предполагая, что основная зависимость нестационарного ВТРЗ от времени заключена в поведении «медленной» температурной волны, а от координаты — в изменении «быстрой» звуковой волны, перепишем (4) в виде

$$(5a) \quad \left( \frac{\partial}{\partial \xi} + \delta \right) p_2 = \frac{i}{4} k |\gamma| p_0 T^* \exp[-\delta(L - \xi)],$$

$$(5b) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + \chi q^2 + i\Omega \right) T^* = \frac{2\delta}{\rho_0^2 c_0 c_p} p_0^* p_2 \exp[-\delta(L - \xi)].$$

Здесь в отличие от расчета нестационарного ВТР света [5] учтено поглощение взаимодействующих звуковых волн — основной механизм, приводящий к ВТРЗ. Пренебрежение производной  $\partial p_2 / \partial t$  в (5a) по сравнению с остальными слагаемыми соответствует длительностям импульса  $\tau$  накачки, целиком заполняющего нелинейный слой во время взаимодействия ( $L \ll c_0 \tau$ ); в дальнейшем оценка длины взаимодействия покажет справедливость этого предположения.

Исключая  $T$  из уравнений (5), получим

$$(6) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + \chi q^2 + i\Omega \right) \left( \frac{\partial}{\partial \xi} + \delta \right) p_2 = i \frac{\delta k |\gamma|}{\rho_0 c_p} I_{II} \exp[-2\delta(L - \xi)],$$

где  $I_{II} = |p_0|^2 / 2\rho_0 c_0$  — интенсивность волны накачки. Подстановка  $P = p_2 \exp[\delta\xi + (\chi q^2 + i\Omega)t]$  сводит (6) к  $\frac{\partial^2 P}{\partial \xi^2} - i\nu^2 P \exp(2\delta\xi) = 0$ ,

$\nu^2 = \frac{\delta k |\gamma|}{\rho_0 c_p} I_{II} \exp(-2\delta L)$ . Нетрудно убедиться, что последнему уравнению

удовлетворяют решения  $P = P(\zeta)$  следующего уравнения Бесселя:

$$(7) \quad \frac{d^2 P}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{dP}{d\zeta} - iP = 0$$

с независимой переменной  $\zeta = 2\nu [(\exp(2\delta\xi) - 1)t / 2\delta]^{1/2}$ .

Используя ограниченное решение уравнения (7), можно записать амплитуду рассеянной волны  $p_2(\xi, t) = p_2(0, 0) J_0(i^{3/2}\zeta) \exp[-\delta\xi - (\chi q^2 + i\Omega)t]$ , где  $J_0(z)$  — функция Бесселя нулевого порядка. Если до включения ступенчатого импульса накачки встречная волна сигнала имела на входе ( $\xi = 0$ ) интенсивность  $I_2(0, 0)$ , то после подачи накачки выходная ( $\xi = L$ ) интенсивность  $I_2(L, t)$  должна зависеть от времени по закону

$$(8) \quad I_2(L, t) = I_2(0, 0) M_0^2[\zeta(L, t)] \exp[-2(\delta L + \chi q^2 t)],$$

где  $M_0(\zeta) = |J_0(i^{3/2}\zeta)|$  — модуль функции Бесселя с комплексным аргументом и

$$(9) \quad \zeta(L, t) = \left[ 2 \frac{k |\gamma|}{\rho_0 c_p} I_{II} (1 - e^{-2\delta L}) t \right]^{1/2}.$$

Если ввести коэффициент усиления по амплитуде рассеянной волны  $K(t) = [I_2(L, t) / I_2(0, 0)]$ , из (8) следует

$$(10) \quad K(t) = M_0[\zeta(L, t)] \exp[-(\delta L + 4\chi k^2 t)].$$

Максимальное значение  $K(t)$  достигается в момент времени  $t = t_0$ , соответствующий условию  $\frac{\partial M_0}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial t} - 4\chi k^2 M_0 = M_1 \cos\left(\theta_1 - \theta_0 - \frac{\pi}{4}\right) \frac{\partial \zeta}{\partial t} - 4\chi k^2 M_0 = 0$ ,

где  $M_n$  и  $\theta_n$  — модуль и фаза функции Бесселя  $J_n(i^{1/2}\zeta)$  порядка  $n$  [6, гл. 9] и  $\zeta = \zeta(L, t)$  (9). Отсюда для больших абсолютных значений аргумента  $\zeta(L, t) \gg 1$ , когда  $M_1/M_0 \simeq 1$  и  $\cos(\theta_1 - \theta_0 - \frac{\pi}{4}) \simeq 2^{-1/2}$ , получаем

$$(11) \quad t_0 \simeq \frac{1}{64} \frac{|\gamma| I_n}{\rho_0 c_p \chi^2 k^3} (1 - e^{-2\delta L})$$

и максимальный коэффициент усиления

$$(12) \quad K_0 \simeq M_0 (2\Lambda\sqrt{2}) \exp[-(\delta L + \Lambda)] \simeq (4\pi\Lambda\sqrt{2})^{-1/2} \exp(\Lambda - \delta L).$$

Здесь  $\Lambda = |\gamma| I_n [1 - \exp(-2\delta L)] / (16\chi k)$ ,  $\chi = \rho_0 c_p \chi$  — коэффициент теплопроводности и для  $\Lambda \gg 2^{-1/2}$  использовано приближение  $M_0(z) \simeq (2\pi z)^{-1/2} e^{z/\sqrt{2}}$ .

Формула (12) показывает, что пороговая для наблюдения ВТРЗ интенсивность волны накачки  $I_{\text{пор}}$  соответствует условию  $\Lambda = \delta L$ , т. е.

$$(13) \quad I_{\text{пор}} = \frac{8\chi k}{|\gamma|} \frac{2\delta L}{1 - \exp(-2\delta L)}.$$

Видно, что пороговая интенсивность не имеет резкой зависимости от потерь, а при малых потерях вообще не зависит от поглощательных свойств среды (аналогичная ситуация имеет место и при ВТР света [7]). Порог, однако, возрастает с повышением частоты  $f_1$  и уменьшением скорости звука  $c_0$ . Особенно удобными для наблюдения ВТРЗ должны быть жидкости с высоким значением  $|\gamma|$ .

Вводя безразмерную переменную  $\beta = |\gamma| I_n / (8\chi k)$ , (11), (12) можно переписать в виде

$$(14) \quad t_0 \simeq \frac{1}{8} \frac{\beta}{\chi k^2} (1 - e^{-2\delta L}),$$

$$K_0 \simeq [2\sqrt{2} \pi \beta (1 - e^{-2\delta L})]^{-1/2} \left[ \frac{\beta}{2} (1 - e^{-2\delta L}) - \delta L \right].$$

Аргумент (9), входящий в зависимость (10) коэффициента усиления от времени, равен  $\zeta(L, t) = [16\beta\chi k^2 t (1 - \exp(-2\delta L))]^{1/2}$ . Графики выражения  $K(t)$  (10) для  $\beta = 15$  и различных значений  $\delta L$  приведены на фигуре. Как видно, состояние с максимальным коэффициентом усиления  $K_0$  (14) неустойчиво — по истечении некоторого времени  $t > t_0$  усиление почти экспоненциально начинает снижаться вплоть до нулевого значения. Причиной является «расплывание» фазы температурной волны, связанное с продольной тепловой диффузией (постоянным коэффициентом в скобках левой части уравнения (5б)). На малых же временных интервалах  $t < t_0$  этот сравнительно медленный процесс не успевает проявиться. Аналогичное поведение коэффициента усиления обнаружено и при ВТР света [8], где экспериментальные кривые сходны с графиками фигуры.

Из вышеизложенного ясно, что простое превышение интенсивности накачки над пороговым значением никак не гарантирует наблюдение ВТРЗ и величина  $\beta$  должна быть достаточно большой. Оптимальная длина усиления определяется условием  $\partial K_0 / \partial L = 0$  и составляет

$$(15) \quad L_{\text{ВТРЗ}} \simeq \ln \beta / 2\delta,$$

т. е. в  $\ln \beta$  раз превосходит среднюю длину пробега фононов в среде  $(2\delta)^{-1}$ .

Необходимым условием наблюдения ВТРЗ в реальных жидкостях, не обладающих дисперсией скорости звука, является подавление конкурирующей генерации высших гармоник (ГВГ):  $L_{\text{ВТРЗ}} < L_{\text{ГВГ}}$ , где длина обра-

зования разрыва [2]  $L_{\text{ГВГ}} = \frac{\pi}{2} \frac{\rho_0 c_0^2}{\epsilon k \rho_0} = \frac{\pi}{2} \frac{c_0}{\epsilon k} \sqrt{\frac{\rho_0 c_0}{2I_n}}$ ,  $\epsilon$  — нелинейный

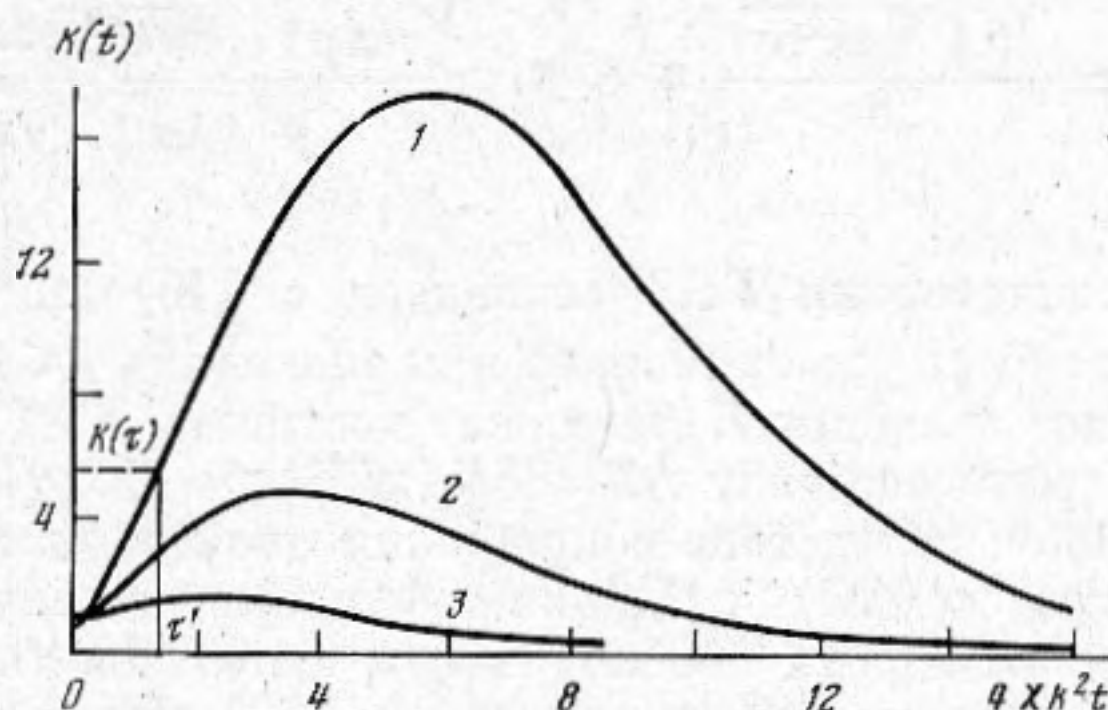
параметр среды. На основании (13) и (15) это условие можно представить

так

$$(16) \quad \frac{1}{2^7 \pi} \frac{|\gamma| \rho_0 \delta^2 c_0^6}{\epsilon^2 \kappa} > \beta \ln^2 \beta.$$

При заданном  $\beta$  (или  $K_0$ ) условие (16) выполняется тем лучше, чем выше скорость звука  $c_0$  и коэффициент поглощения  $\delta$ , а для классического механизма поглощения, когда  $\delta = Af^2$ , — чем выше частота  $f$ .

Кроме того, существует дополнительное условие — условие минимального нагрева  $\Delta T$  вязкой жидкости, не допускающее таких изменений свойств среды, которые нарушили бы процесс ВТРЗ. Из уравнения (3)



Коэффициент усиления амплитуды рассеянной обратной волны в зависимости от безразмерного времени при  $\beta=15$  и различных значениях диссипативных потерь: 1 —  $\delta L=0,8$ ; 2 —  $\delta L=0,4$ ; 3 —  $\delta L=0,2$  ( $\tau'=4\chi\kappa^2\tau$ , где  $\tau$  — длительность импульса накачки)

следует оценка

$$(17) \quad \Delta T = (2\delta I_n / \rho_0 c_p) \tau < T_{кр} - T_0,$$

где  $\tau$  — длительность импульса накачки,  $T_{кр}$  — температура фазового (или же сильного релаксационного) перехода и  $T_0$  — начальная температура среды.

Исходя из анализа решения системы (5) и условий (16), (17), оценим реальную возможность наблюдения ВТРЗ с максимальным коэффициентом усиления (14). Согласно (13), для наблюдения ВТРЗ перспективны бинарные жидкие смеси — типа смеси триэтиламин — вода вблизи критической температуры расслаивания  $T_{кр}=18^\circ\text{C}$  на частоте  $f=600$  кГц и высоким значением  $|\gamma|=1,65 \cdot 10^{-2} (\text{C}^\circ)^{-1}$  [9]. Оценочная величина (13) пороговой интенсивности  $8\chi\kappa/|\gamma|=45 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$  (при  $\kappa \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1} (\text{C}^\circ)^{-1}$ ,  $c_0=1,38 \cdot 10^5 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ ) ВТРЗ в указанном растворе в несколько раз ниже, чем аналогичная величина для глицерина, имеющего высокую скорость звука  $c_0=1,92 \cdot 10^5 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$  ( $\kappa=2,8 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1} (\text{C}^\circ)^{-1}$ ,  $|\gamma|=1,9 \cdot 10^{-3} (\text{C}^\circ)^{-1}$ ).

Условие (16) не выполняется при комнатной температуре ни для одной из известных нам химически однородных жидкостей. Практически подавить конкурирующий процесс ГВГ можно либо снижением температуры однородной жидкости, приводящим к увеличению скорости звука и коэффициента затухания, либо использованием тех же смесей жидкостей с аномально высокими значениями  $|\gamma|$  и  $\delta$  вблизи критической точки расслаивания. Например, параметры глицерина при температуре  $T_0 \approx 40^\circ\text{C}$  на частоте  $f=10$  МГц ( $c_0=3,35 \cdot 10^5 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ ,  $\delta=6 \text{ см}^{-1}$  [10, 11]) и критической смеси триэтиламин — вода на частоте  $f=0,6$  МГц ( $\delta=0,5 \text{ см}^{-1}$  [9]) позволяют удовлетворить условию (16) для  $\beta=15$ .

Самое сильное ограничение на возможность наблюдения ВТРЗ с максимальным коэффициентом усиления (14) рассеянной волны накладывает условие (17). Если  $t_{\min} \approx t_0 \approx \beta / (8\chi\kappa^2)$ , то  $\Delta T_{\min} \approx \delta I_n \beta / (4\chi\kappa^2) = \mu \beta^2 / (\pi |\gamma|)$ , где  $\mu = 2\pi\delta/\kappa$  — индекс поглощения. Для глицерина на частоте  $f \approx 10$  МГц изменение температуры составляет  $\Delta T_{\min} \approx 10\beta^2 (\text{C}^\circ)$ , т. е. среда перегревается. Даже для раствора триэтиламина в воде вблизи критической точки  $\Delta T_{\min} \approx \beta^2 (\text{C}^\circ)$  при  $f \approx 1$  МГц и смесь должна расслоиться на две отдельные

фазы. Таким образом, достижение максимальных значений коэффициента усиления (14) маловероятно: для подавления ГВГ необходимы большие диссипативные потери, ведущие к перегреву.

Переопределим тогда оптимальную длину  $L_{\text{ВТРЗ}}(\tau)$  так, чтобы в момент времени  $t=\tau < t_0$ , равный длительности импульса накачки, возникало наибольшее (при учете нагрева среды) усиление с коэффициентом  $K(\tau)$ ; при этом следует предполагать, что  $\tau \leq (\Delta\Omega)^{-1}$ , но  $\beta\tau\Delta\Omega \gg 1$ . Дифференцируя (10) по  $\delta L$  и приравнявая производную нулю, получаем (ср. с (15), (14))

$$L_{\text{ВТРЗ}} \simeq \frac{\ln \sqrt{8\chi k^2 \beta \tau}}{2\delta} \quad \text{и} \quad K(\tau) \simeq \frac{\exp(\sqrt{8\chi k^2 \beta \tau} - 4\chi k^2 \tau)}{\sqrt{16\pi} \sqrt{2\chi k^2 \beta \tau}}.$$

Теперь условие подавления ГВГ совпадает с (16) при замене  $\ln \beta$  на  $\ln \sqrt{8\chi k^2 \beta \tau}$  и может быть удовлетворено при значениях  $\beta \leq 15$  и  $8\chi k^2 \beta \tau \leq 25$ . Тогда максимальное значение  $K(\tau)$  может достигать  $\sim 5$  (25 по интенсивности) и нагрев среды составит  $\Delta T \simeq 6\delta I_n (\chi k^2 \beta)^{-1} \simeq 8\mu/|\gamma|$ , т. е. снизится примерно на порядок вследствие сокращения длительности импульса накачки до  $\tau \simeq 3(\chi k^2 \beta)^{-1} \simeq (\Delta\Omega)^{-1}$ . Однако в большинстве случаев он все же остается значительным из-за необходимости использовать сильно поглощающие жидкости (по аналогии с условием (16)). Минимальный нагрев  $8\mu/|\gamma|$  смеси триэтиламин — вода составляет примерно  $40^\circ \text{C}$ , для глицерина эта величина гораздо выше. Реальный ход зависимости  $K(t)$  для указанной критической смеси близок к кривой 1 фигуры; после достижения максимального коэффициента  $K(\tau)$  импульс рассеянной волны резко обрывается и в масштабе фигуры спад этого импульса должен изображаться вертикальной линией ( $c_0\delta \gg 4\chi k^2$ ).

Импульсный режим возбуждения ВТРЗ позволяет обойти и трудности, связанные с возникновением акустического течения в мощном звуковом поле. Ускорение частиц таким течением в сильно поглощающей жидкости [2] достигает величины  $a \simeq 1/2 I_n \delta / (\rho_0 c_0)$ , а полный их снос — значения  $1/2 a \tau^2 \simeq 1/4 I_n \delta / [\rho_0 c_0 (\Delta\Omega)^2]$ . В указанном бинарном растворе при  $\beta \simeq 15$  ( $I_n \simeq 650 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ) и  $f \simeq 1 \text{ МГц}$  фазовый сдвиг, наведенный акустическим течением, не превысит одного процента периода температурной волны.

Проведенные здесь приблизительные оценки, во многих отношениях занижающие полезный эффект, дают основание для постановки контрольных экспериментов по обнаружению ВТРЗ. Неучтенные в расчетах факторы, например увеличение  $L_{\text{ГВГ}}$  вследствие поглощения в среде и более высокая интенсивность накачки вследствие тепловой самофокусировки пучка, могут значительно повысить вероятность наблюдения предложенного здесь процесса. В то же время нелинейно-акустические эффекты типа ВТРЗ должны оказаться чрезвычайно полезными для построения методов активной акустической спектроскопии веществ, а при использовании сред в состояниях, близких к критическим, — прямых методов анализа фазовых переходов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
2. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
3. Пушкина Н. И., Хохлов Р. В. Температурное рассеяние звука в твердом теле. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, в. 4, с. 1263—1270.
4. Пушкина Н. И., Хохлов Р. В. О вынужденном звуковом рассеянии на вихревых волнах. — Акуст. ж., 1971, т. 17, № 1, с. 167—169.
5. Старунов В. С. Некоторые вопросы теории вынужденного молекулярного рассеяния света. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, в. 3, с. 1012—1023.
6. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовица М., Стиган И. М.: Наука, 1969.
7. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. Вынужденное рассеяние Мандельштама —

Бриллюэна и вынужденное энтропийное температурное рассеяние света.— Усп. физич. наук, 1969, т. 98, № 3, с. 441—491.

8. *Pohl D., Reinold I., Kaiser W.* Experimental Observation of Stimulated Thermal Brillouin Scattering.— *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, № 21, p. 1141—1144.
9. *Chynoweth A. G., Schneider W. G.* Ultrasonic Propagation in Binary Liquid Systems Near their Critical Solution Temperature.— *J. Chem. Phys.*, 1951, v. 19, № 12, p. 1566—1569.
10. *Litovitz T. A., Lion T.* Ultrasonic Hysteresis in Viscous Liquids.— *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1954, v. 36, № 4, p. 577—580.
11. *Litovitz T. A., Lion T.* Ultrasonic Velocity in the Liquid—Glass Transition Region.— *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1958, v. 40, № 9, p. 856—859.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17.III.1981