

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ТЕПЛОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ГЛИЦЕРИНЕ

*Бухштабер В. М., Пивоваров В. А., Стефанов С. Р.*

Поглощение звука при распространении ограниченных пучков акустических волн ведет к нагреву среды и образованию тепловых меток. Такие метки, аналогично оптическим тепловым меткам, могут быть использованы для измерительных целей [1, 2].

В данной работе приводятся некоторые результаты исследования распределения температуры, возникающего при прохождении ультразвукового пучка волн частоты 3 МГц в глицерине, когда образуется тепловая метка длиной значительно большей, чем длина самофокусировки.

Излучатель ультразвука состоит из пьезокерамической пластины толщиной 0,8 мм, диаметром 5 мм, расположенной между двумя металлическими накладками, охлажденными водой по внутренним каналам. Излучатель помещается в бассейн с глицерином. Бассейн, размером  $500 \times 300 \times 300$  мм<sup>3</sup>, имеет два иллюминатора, расположенные на противоположных сторонах длинных стенок, которые параллельны направлению распространения волны. При распространении волны проводились измерения температуры по сечению и длине ультразвукового пучка с помощью термистора типа МТ-54 с диаметром чувствительного элемента 0,5 мм. Его передвижение осуществлялось с помощью микрометрического винта. Точность измерения температуры составляла  $0,1^\circ$  С. Кроме того, производилась оптическая регистрация нагретой области среды теневым методом через иллюминаторы бассейна.

После включения генератора, соединенного с излучателем, на фоновой теневой картине достаточно быстро, за время менее 1 с, появляется горизонтальная темная полоса — тепловая метка. Она появилась у излучателя, далее ее длина возрастала в направлении распространения волны. Контрастность изображения метки возрастает за счет роста поперечного градиента плотности в нагретой области среды при возрастании температуры на оси пучка. Длина нагретой области среды увеличивается в основном за счет действия акустического течения. На фиг. 1, а, б представлено изображение тепловой метки, полученной через 5 и 7 с после включения генератора. Координатная сетка на фотографиях имеет размер ячейки  $1 \times 1$  см<sup>2</sup>. Видно, что через 5 с длина метки составляет 47 мм, а через 7 с — 59 мм. Средняя скорость увеличения ее длины на этом интервале времени составляет 0,6 см/с. Скорость акустического течения определялась по скорости увеличения метки. Начальная скорость у излучателя  $V_0$  была равна 1,1 см/с.

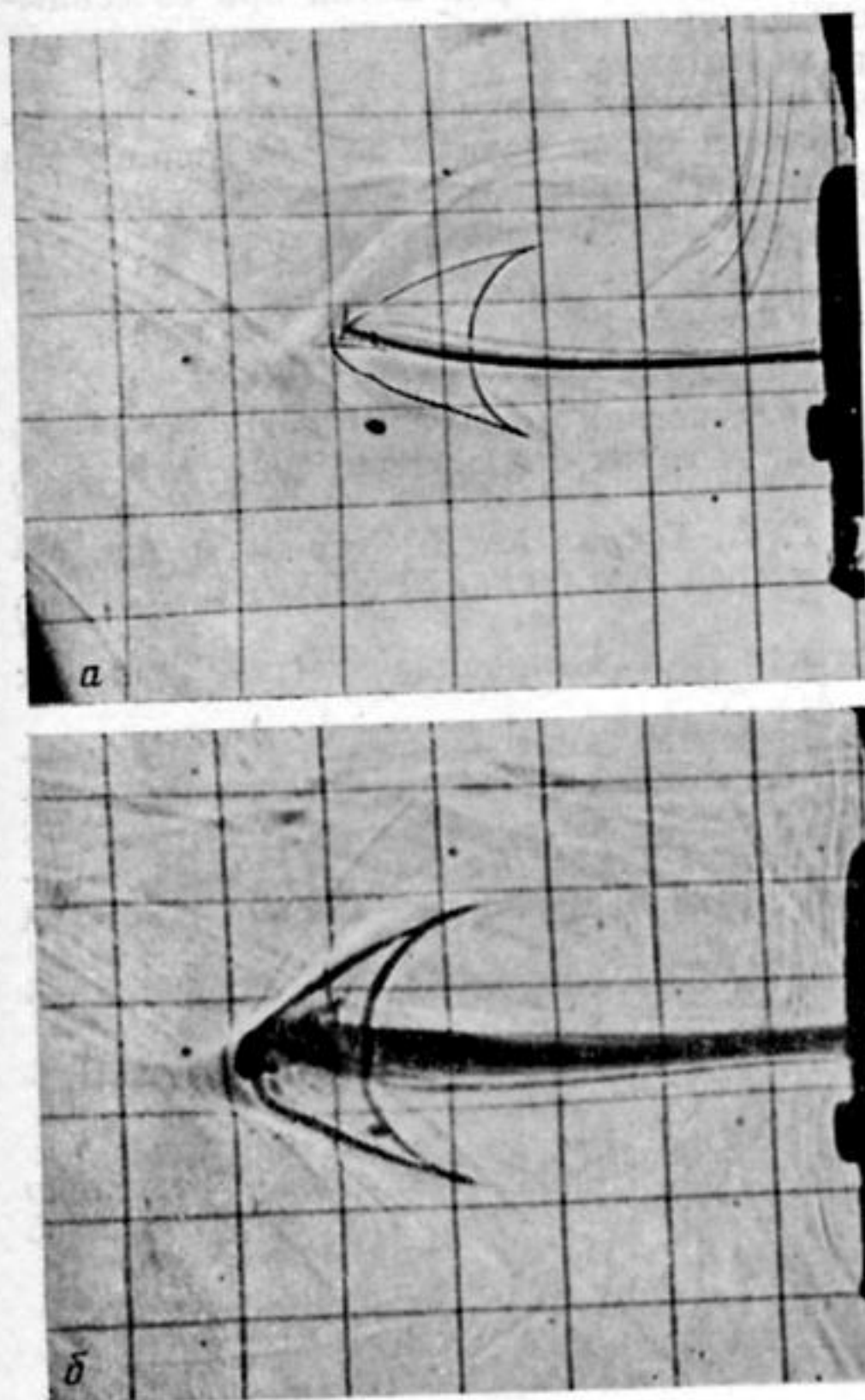
В поперечном сечении пучка распределение температуры имеет вид, близкий к нормальному распределению. Видимая на фиг. 1 полоса потемнения имеет меньший поперечный размер, чем диаметр излучателя и ширина нагретой области. Это связано с тем, что теневой прибор визуализирует область среды в центре пучка, где достаточно велико значение второй производной поля коэффициента оптического преломления и связанного с ним поля температуры. Поэтому геометрия видимой области тепловой метки может не полностью отражать изменение геометрии звукового пучка. Изменение нагретой области проводилось путем построения поперечных распределений температуры в сечениях пучка на разных расстояниях от излучателя, а также посредством анализа фотографий, полученных в различные моменты времени после включения звука.

Было выявлено, что вблизи излучателя образуется область сжатия пучка в поперечном сечении, за которым пучок постепенно расширяется. Сжатие тепловой метки связано с самовоздействием звукового пучка в жидкости, которое было рассмотрено в теоретическом плане [3, 4] и проверено экспериментально [5, 6]. Критическая энергия самофокусировки пучка в глицерине для частоты 3 МГц составляет  $\sim 4,2$  Дж [4]. С учетом излучаемой мощности, при которой получены фотографии  $\sim 4,6$  Вт, время, когда начинается сужение после начала излучения, составляет  $\sim 1,1$  с. Однако в данном эксперименте сужение пучка при временах 1–2 с не было замечено. Наиболее заметно оно при временах жизни метки 5–7 с. Но и в этом случае длина самофокусировки, оцененная по фотографиям и распределению температуры, составляет  $\sim 0,65$  см, что менее 20% общей длины нагретой области. Рассчитанные теоретически по формулам [3, 4] длина самофокусировки и угол схождения пучка и полученные экспериментально по порядку величин совпадают между собой. После зоны фокуса происходит уширение пучка с углом расхождения  $\sim 2,4^\circ$ . Распределения температуры строились по измерениям, полученным при перемещении термистора вдоль центра тепловой метки. Полученные экспериментально распределения температуры по длине ультразвукового пучка имеют сложную форму с максимумом на некотором расстоянии от излучателя ( $X_{\max}$ ).

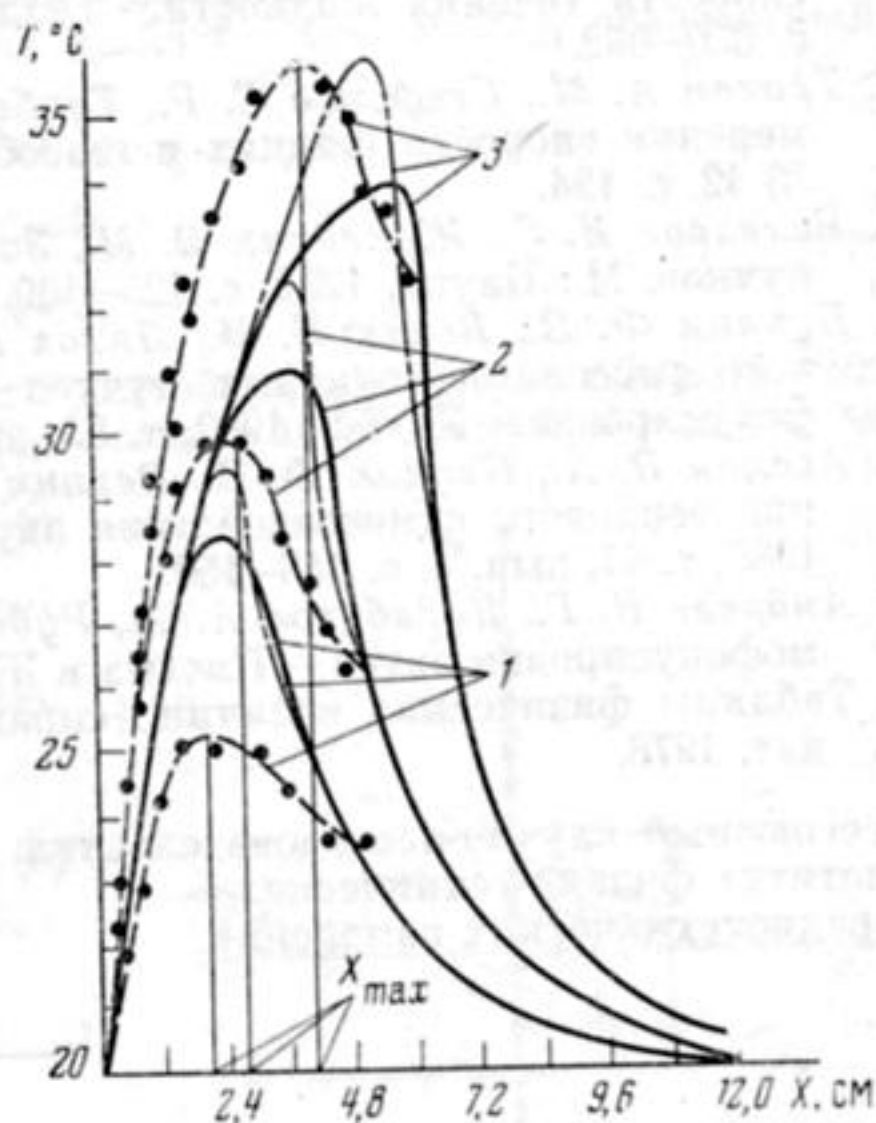
Среднеквадратичный разброс точек измерения по всем измерениям был определен равным  $0,4^\circ$  С. Из анализа полученных распределений видно (фиг. 2, пунктирные линии), что температура нарастает во времени для всех значений координаты  $X$ , кроме начальной. Начальное значение температуры при  $X=0$  остается постоянным и равным температуре окружающей среды  $T=20^\circ$  С. Она поддерживается за счет притока к излучателю внешней среды по мере вытеснения оттуда нагретой области акустическим течением. Конечное значение температуры при больших  $X$  асимптотически стремится к  $T=20^\circ$  С из-за практически полного поглощения воды в среде.

Максимальное значение температуры со временем растет по горизонтальной оси в сторону увеличения координаты  $X$ .

Математическая модель явления строилась на основе одномерного уравнения теплопроводности. Характеристики глицерина для расчетов были взяты из [7]. Решение уравнения  $T(X, t)$ , где  $t$  — текущее время, полученное на ЭВМ, качественно хорошо согласуется с данными эксперимента (фиг. 2, сплошная линия). Анализ полученных результатов дал основания для дополнительного более детального исследования уравнения в предположении, что вклад теплопроводности можно пренебречь. Целью этого была оценка влияния теплопроводности на распределение температуры и выявление специфических факторов, отвечающих качественным



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. *a, б* — теневая фотография тепловой метки через 5 с (*a*) и 7 с (*б*) после ее образования

Фиг. 2. Распределение температуры по оси тепловой метки: полученное в эксперименте — пунктир, результаты численного моделирования при  $a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} \neq 0$  — сплошная

линия, результаты численного моделирования при  $a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} \approx 0$  — пунктир с точкой.

1–3 — данные, относящиеся к моментам времени 3 с, 5 и 8 с соответственно после входа волны в среду

эффектам, обнаруженным в эксперименте. Решение искалось в виде  $T(X, t) = b^{-1} \ln[\exp(bd) + bG(X, t)]$ , где  $d = T(0, t) = T(X, 0) = 20^\circ \text{C}$ ,  $b = 0,106$  — коэффициент, учитывающий изменения величины поглощения звука от температуры. В рассматриваемом случае достаточно решить две задачи Коши относительно  $G(X, t)$ , отвечающие начальным условиям  $G(0, t) = 0$  и  $G(X, 0) = 0$ , и воспользоваться условием непрерывности  $T(X, t)$  для сшивки этих решений. Решение первой задачи дает в аналитическом виде оценку кривой распределения предельных максимальных значений температуры вдоль звукового луча. Решение второй задачи, полученное методом годографии, дает оценку времени насыщения температуры в данной точке или, другими словами, оценку момента времени, начиная с которого в заданной точке  $X_0$  температура, достигнув предельного значения, далее не меняется. Экспериментальные распределения идут несколько круче и в разные времена наблюдений имеют

максимумы, отличные от расчетных максимумов температуры: при 3 с и 5 с — меньше расчетного, а при 8 с — совпадает с расчетным, но при другой координате  $X_{\max}$ . Эти отличия связаны с неполным описанием тепловых процессов одномерным уравнением теплопроводности, которое также не учитывает эффекта самофокусировки луча. Кроме того, при образовании и распространении тепловой метки наблюдаются и другие явления, которые не учитывались при расчете распределения температуры. К таким явлениям относится, например, образование теплового конуса в передней части метки. Этот конус вершиной совпадает с видимым началом метки и движется вместе с нею, постепенно увеличиваясь в размерах. При всплытии метки вершина конуса также всплывает и весь он разворачивается в поле зрения тепевого прибора. Другой особенностью процесса является сохранение геометрии метки при ее всплытии, что говорит об изменении направления распространения звука, для которого нагретая область среды является волноводным каналом.

Таким образом, для некоторого интервала времени получено и описано распределение температуры по длине нагретой области от ее начала до расстояний, где остаточная энергия волны не вносит существенного вклада в изменение среды.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Власов Ю. Н., Трохан А. М. О применении оптических меток для измерения полей скорости течения жидкости.— Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, в. 3, с. 650—652.
2. Трохан А. М., Стефанов С. Р., Трубецкая Г. С., Хохуля Ю. П. Устройство для измерения скорости жидких и газообразных сред. Авт. свид. № 580507, Б. И., 1977, № 42, с. 124.
3. Бахвалов И. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982, с. 125—139.
4. Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А. Эффекты самовоздействия и вынужденного рассеяния звуковых пучков в поглощающих жидкостях — тепловая самофокусировка.— ЖЭТФ, 1982, т. 85, вып. 2(8), с. 575—584.
5. Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф. Наблюдение теплового самовоздействия звукового пучка в жидкости.— Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, вып. 4, с. 148—150.
6. Андреев В. Г., Карabutov А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. Наблюдение самофокусировки звука.— Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, вып. 9, с. 381—384.
7. Таблицы физических величин (справочник)/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений

Поступило в редакцию  
26.VII.1985

УДК 534.26

## ДИФРАКЦИЯ ЗВУКА НА РЕШЕТКЕ ИЗ ЛЕНТ КОНЕЧНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Вовк И. В.

Задача о дифракции звука на решетках из лент (полос) ввиду ее большого практического значения неоднократно привлекала внимание многих исследователей. К настоящему времени накоплен большой объем количественных данных, характеризующих акустические свойства решеток, образованных абсолютно не звукопрозрачными акустически жесткими и акустически мягкими лентами [1—3] (сюда включены и результаты, полученные при изучении дифракции электромагнитных волн на идеально проводящих лентах, которые сравнительно легко можно перенести на случай звуковых волн). В то же время объем количественных данных о дифракции звука на решетках, образованных неидеальными лентами, весьма невелик (см. например [4]).

Целью настоящей работы является исследование дифракции звука на решетке, состоящей из лент, характеризующихся некоторой прозрачностью для звуковых волн.

Рассмотрим плоскую периодическую решетку, образованную лентами исчезающе малой толщины (см. фиг. 1). Пусть на эту решетку, нормально к ее поверхности, падает плоская звуковая волна с потенциалом скорости  $\Phi_0 = e^{jhx}$ . С учетом симметрии решетки исходную задачу можно заменить эквивалентной ей задачей о распространении звуковой волны в плоском волноводе с акустически жесткими стенками при  $y = \pm b$ , имеющем в плоскости  $x = 0$  перегородку в виде ленты. Стенки волновода на фиг. 1 обозначены штриховыми линиями.) Разделим всю область существования звукового поля на две подобласти: первая подобласть  $x \leq 0$ ; вторая  $x \geq 0$ . Представим