

мишени, однако последняя имеет ряд положительных свойств. Электрокинетическая мишень является широкополосной приемной системой, допускающей работу в широком диапазоне частот, что важно при использовании импульсных и частотномодулированных колебаний; пьезоэлектрическая же мишень работает эффективно лишь вблизи резонансной частоты с относительной полосой пропускания 5—7%. В силу специфичности своей капиллярной структуры, малой толщины и возможности изменения формы приемной поверхности электрокинетическая мишень по сравнению с пьезомишенью должна вносить меньшие искажения в преобразуемое изображение. Следует также отметить, что путем изменения физико-химических свойств жидкости и материала мишени ее чувствительность может изменяться в широких пределах.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я. Соколов. Ультразвуковой микроскоп. Заводск. лаборат., 1952, 10, 1207—1212.
2. Л. Д. Розенберг. Обзор методов визуализации ультразвуковых полей. Акуст. ж., 1955, 1, 2, 99—109.
3. В. Г. Прохоров. К вопросу преобразования ультразвукового изображения в видимое. Акуст. ж., 1957, 3, 3, 254—261.
4. В. Г. Прохоров. Устройство для преобразования ультразвукового изображения в видимое. Авторское свид. № 186751 с приор. от 23.03.1964 г.
5. П. К. Ощепков, Л. Д. Розенберг, Ю. Б. Семенников. Электронно-акустический преобразователь для визуализации звуковых изображений. Акуст. ж., 1955, 1, 4, 348—351.

г. Пушкин

Поступило в редакцию
17 сентября 1965 г.

УДК 534.22+534.222.2

ЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ СВЯЗИ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ ЗВУКА, ПЛОТНОСТЬЮ И ДАВЛЕНИЕМ НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ

А. П. Рыбаков

В последние два десятилетия в физике высоких давлений особенно сильно развивается направление, связанное с исследованием поведения твердых (и жидких) тел в сильных ударных волнах. В подавляющем большинстве случаев основным экспериментальным результатом является относительное сжатие, получаемое по измеренным массовой и волновой скоростям. В отдельных случаях было проведено измерение и таких характеристик ударносжатого вещества, как электропроводность (для веществ, в нормальном состоянии являющихся диэлектриками), показатель преломления (для прозрачных сред), поляризуемость, температура и скорость звука.

О скорости звука в веществе за фронтом ударной волны к настоящему времени накоплен ограниченный экспериментальный материал. Так, скорость звука в веществе за фронтом ударной волны была измерена для Fe, Cu, Al, Pb [1]. Отрывочные сведения есть о величине скорости звука в ударносжатых парафине, воде, оргстекле [2] и пористом вольфраме [3].

Скорость звука является важной характеристикой состояния вещества; ее необходимо знать для правильной постановки экспериментов по ударному сжатию вещества [4]. Далее, поскольку скорость звука определяется связью между атомами в веществе, то характер изменения скорости звука должен отражать изменение связи атомов в теле. Поэтому, по изменению скорости звука можно судить о наличии фазовых переходов в веществе при ударном сжатии. Кроме того, зная скорость звука в веществе за фронтом ударной волны, можно оценить верхнюю границу положения нулевой изотермы [4] (кривой холодного сжатия).

Ввиду недостаточности экспериментальных данных о скорости звука в веществах в состоянии ударного сжатия можно попытаться обобщить имеющиеся сведения и получить зависимость между плотностью, давлением и скоростью звука в состоянии на ударной адиабате с тем, чтобы распространить эту зависимость на неисследованные материалы.

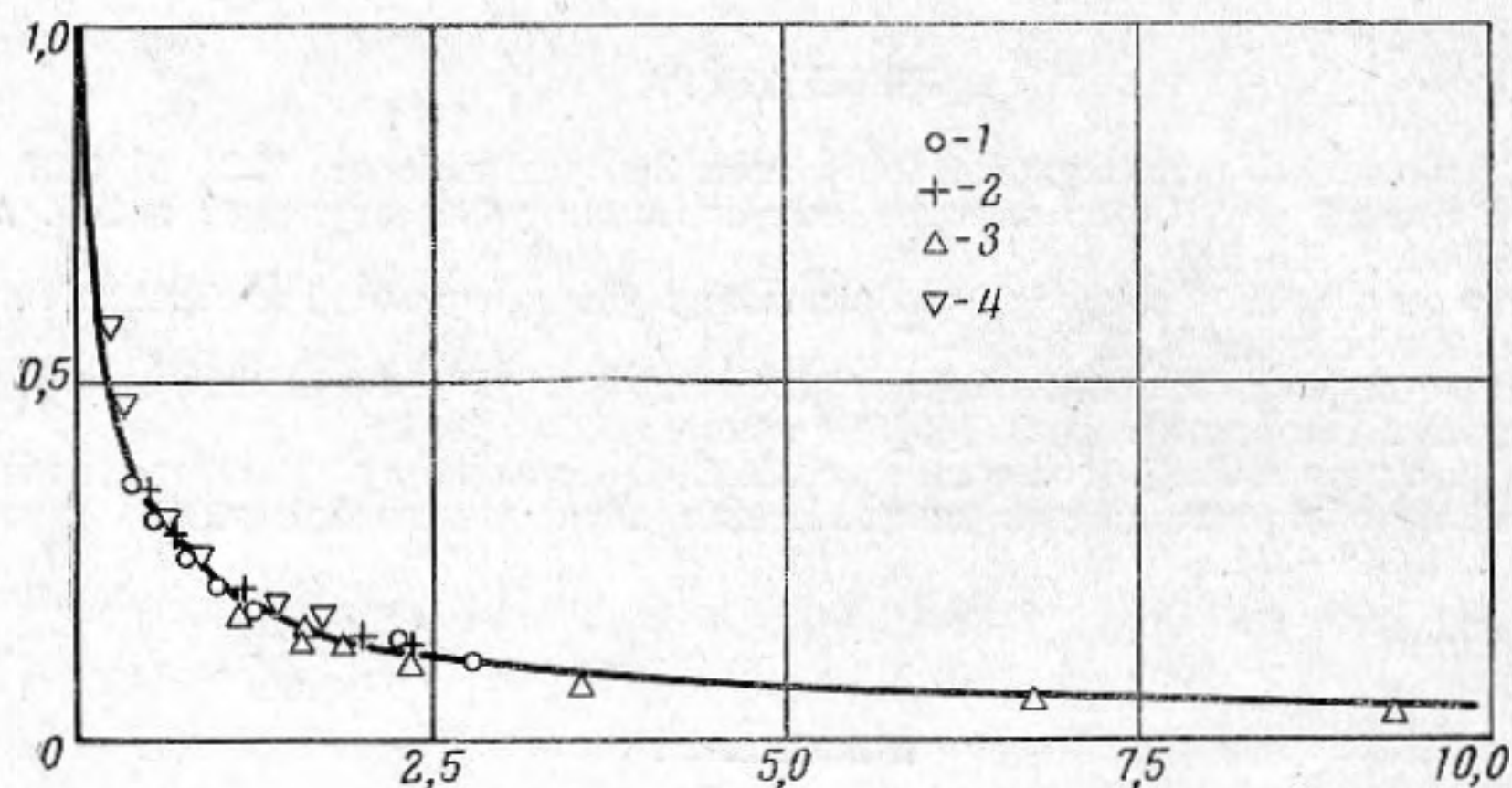
Результаты экспериментов [1] по измерению скорости звука в веществах Al⁽²⁾, Cu⁽¹⁾, Pb⁽³⁾, Fe⁽⁴⁾ в состоянии ударного сжатия изображены на фиг. 1 в безразмерных координатах $\rho_0 c_0^2 / \rho c^2$; $p / \rho_0 c_0^2$, где p , ρ , c — значения давления, плотности и скорости звука соответственно для состояний на ударной адиабате. Индекс 0 относится к начальному состоянию. Сплошной линией показаны результаты расчета по формуле (1). При этом были использованы следующие начальные значения плотности и скорости звука, см. ниже:

	Fe	Cu	Al	Pb
ρ_0 , г/см ³	7,85	8,93	2,73	11,34
c_0 , км/сек	5,1	3,92	5,25	1,92

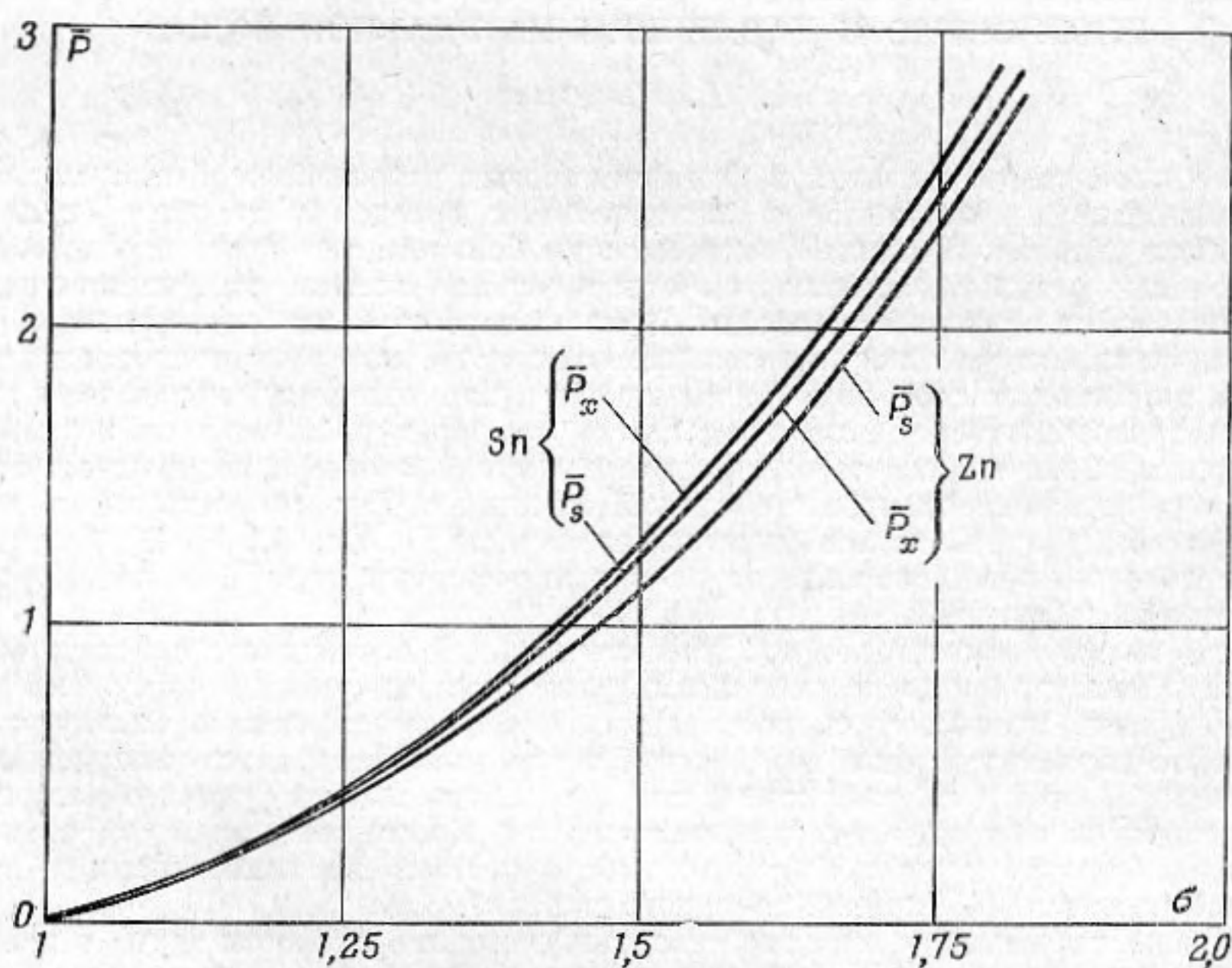
Экспериментальные данные для этих металлов с достаточно хорошим приближением можно описать следующей эмпирической формулой:

$$\frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} = \left(1 + 7,5 \frac{p}{\rho_0 c_0^2} \right)^{-0,73} \quad (1)$$

Максимальное отклонение экспериментальных точек от сплошной кривой на фиг. 1, построенной по формуле (1), составляет 9%. Имеющиеся экспериментальные данные для парафина, воды и оргстекла не описываются этой формулой.



Фиг. 1



Фиг. 2

К сожалению, экспериментальные данные для пористого вольфрама невозможно сравнить с другими, т. к. отсутствуют измерения скорости звука для пористых веществ при нормальных условиях.

В работе [1] показано, что, зная скорость звука и воспользовавшись соотношением $c^2 = (\partial p / \partial \rho)_s$, можно получить верхнюю границу возможных положений нулевой изотермы — кривую $I(p)$. Используя формулу (1), можно получить уравнение для кривой $I(p) = p s(p)$ в следующем виде:

$$\bar{p}_s(\sigma) = \int_1^\sigma \frac{1}{\sigma} [1 + 7,5 \bar{p}(\sigma)]^{0,73} d\sigma, \quad (2)$$

где $\sigma = \rho / \rho_0$ — относительная плотность, $p(\sigma) = p / \rho_0 c_0^2$ — давление на ударной адиабате, представленное в безразмерном виде, $\bar{p}_s(\sigma) = p_s / \rho_0 c_0^2$ — безразмерное давление на кривой верхнего положения нулевой изотермы.

Таким образом, мы получили связь между кривой верхней границы возможных положений нулевой изотермы и ударной адиабатой. По-видимому, формула (2) будет справедлива для тех веществ, для которых имеет место связь между скоростью звука, плотностью и давлением в состоянии ударного сжатия по формуле (1). Вероятно, к таким веществам можно отнести сплошные (непористые) металлы.

Для проверки формулы (2) на ее основании путем графического интегрирования были вычислены кривые $\bar{p}_s(\sigma)$ для Cu, Al, Pb при помощи известных ударных адиабат. Сравнение их с подобными кривыми \bar{p}_x , взятыми из работы [1], показывает полное совпадение для Cu и Al и незначительное различие для Pb.

Для металлов Sn, Zn, для которых нет измеренных значений скорости звука в состоянии ударного сжатия, были оценены по формуле (2) и известным ударным адиабатам $p(\sigma)$ кривые — $\bar{p}_s(\sigma)$ — верхних границ возможных положений нулевой изотермы. На фиг. 2 эти кривые сравниваются с нулевыми изотермами — $\bar{p}_x(\sigma)$ — для этих же металлов, взятыми из работы [5]. Видно, что согласие довольно хорошее.

Отсюда можно заключить, что связь между скоростью звука, плотностью и давлением в состоянии ударного сжатия для этих металлов можно описывать формулой (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, М. И. Бражник, Л. А. Владимиров, М. П. Сперанская, А. И. Фунтиков. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях. Ж. эксп. и теор. физ., 1960, 38, 4, 1061—1073.
2. Л. В. Альтшулер, А. П. Петрунин. Рентгенографическое исследование сжимаемости легких веществ при косом столкновении ударных волн. Ж. техн. физ., 1961, 31, 6, 717—725.
3. К. К. Крушиков, М. И. Бражник, В. П. Крушикова. Ударное сжатие пористого вольфрама. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 42, 3, 675—685.
4. Л. В. Альтшулер. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. наук, 1965, 85, 2, 197—258.
5. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких сжатиях. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 42, 1, 91—104.

Ленинград

Поступило в редакцию
23 сентября 1966 г.

УДК 534.29

РОЛЬ МИКРОПОТОКОВ В ПРОЦЕССЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Ю. Г. Статников, Н. Л. Широкова

В работе [1] для исследования процесса взаимодействия частиц ликоподия в звуковом поле была применена скоростная киносъемка; при этом было обнаружено, что частицы движутся друг относительно друга по вполне определенным характерным траекториям. Частицы сближаются, когда линия центров находится внутри конуса с вершиной в центре одной из частиц, осью, направленной вдоль линии колебаний, и углом при вершине $2\theta = 90^\circ$; наоборот, частицы отталкиваются, когда вторая частица попадает внутрь такого же конуса, только с осью перпендикулярной колебательному вектору (фиг. 1).

В настоящей статье делается попытка объяснить наблюдаемый эффект на основе рассмотрения потоков, возникающих вокруг частиц. Известно, что взаимодействие звуковых волн с твердыми препятствиями приводит к появлению вокруг последних постоянных циркуляционных течений. Если в звуковом поле находятся две частицы (фиг. 2), отстоящие друг от друга на расстоянии d , то можно показать, что уравнение движения вязкой жидкости относительно этих частиц распадается на два уравнения, каждое из которых определяет движение среды около одной из частиц. Уравнение Навье — Стокса для двух частиц, когда начало координат выбрано в первой частице, имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{U}) + \nabla \times [(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U}] = -\nu(\nabla \times \nabla \times) \nabla \times \mathbf{U}.$$