

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Hubbard. The acoustic resonator interferometer. I. The acoustic system and its equivalent network. Phys. Rev., 1931, 38, 5, 1011—1019. II, Ultrasonic velocity and absorption in gases. 1932, 41, 4, 523—535. Errata, 1934, 46, 6, 525.
2. Л. Белявская. Новый метод измерения коэффициента абсорбции ультразвуковых волн в газах. Изв. АН СССР (ОМОН), 1930, 7, 917—925.
3. У. П. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М., ИЛ, 1952, стр. 279.
4. И. И. Перепечко, В. Ф. Яковлев. К вопросу об измерении поглощения ультразвука в газах интерферометром. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 101—102.

Московский областной
педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
8 июня 1962 г.

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В СЖАТЫХ ГАЗАХ

А. А. Глинский

При экспериментальном исследовании распространения ультразвуковых волн в сжатых газах было обнаружено явление инверсии температурного коэффициента скорости звука [1, 2]. Скорость звука в азоте в зависимости от давления при $T = \text{const}$ растет и при больших сжатиях почти вдвое превышает скорость звука в жидком азоте, хотя плотность сжатого газа лишь незначительно превышает плотность жидкости [3].

Рассмотрение этих явлений на основании статистической теории сжатых газов приводит к качественному согласию с опытом [4], однако провести сравнение с опытом оказывается затруднительным.

Для расчета скоростей звука при достаточно больших плотностях газов можно воспользоваться предложенным Френкелем [5] приближенным калорическим уравнением состояния:

$$E(v, T) = \frac{iRT}{2} + \frac{3RT}{2} + \frac{1}{2} N \int_0^{\infty} \varphi(r) \rho(r) 4\pi r^2 dr, \quad (1)$$

где первое слагаемое представляет среднюю кинетическую энергию движения молекул, второе — среднее значение потенциальной энергии, связанной с колебаниями молекул около равновесных положений, последнее — потенциальную энергию межмолекулярного взаимодействия, выраженную через функцию относительной плотности $\rho(r)$ при неподвижных молекулах.

Если пренебречь далекими взаимодействиями, т. е. учесть быстрое убывание потенциала парного взаимодействия $\varphi(r)$ с увеличением r , то уравнение (1) можно приближенно записать в виде

$$E = \frac{i+3}{2} RT + \frac{1}{2} Nz\varphi(r), \quad (2)$$

где z — среднее координационное число и r — среднее расстояние между молекулами. Для расчета скоростей звука воспользуемся известным термодинамическим соотношением:

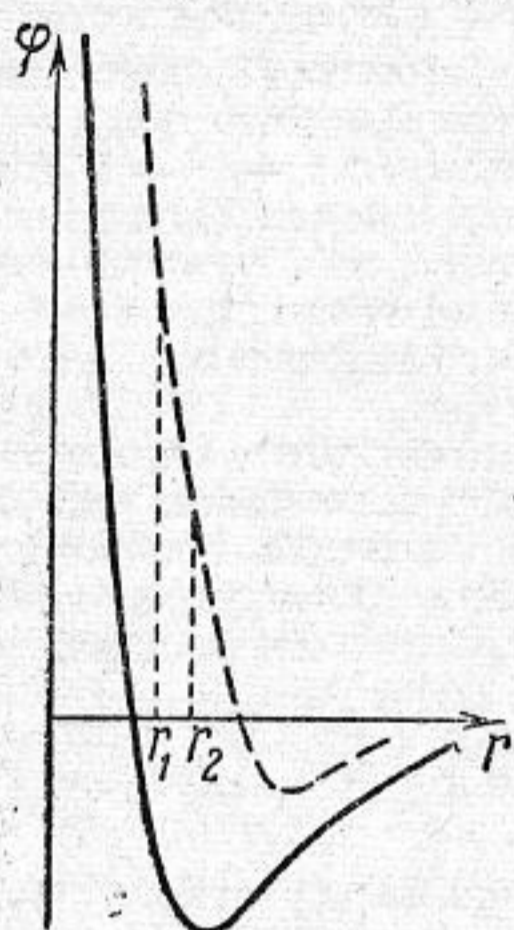
$$\frac{c^2}{\gamma} = T \left[\frac{\partial \left(\frac{c^2}{\gamma} \right)}{\partial T} \right]_v = \frac{v^2}{M} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial v^2} \right)_T, \quad (3)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, v — молекулярный объем, M — молекулярный вес. Интегрирование уравнения (3) в случае, когда E представляется в виде формулы (2), дает

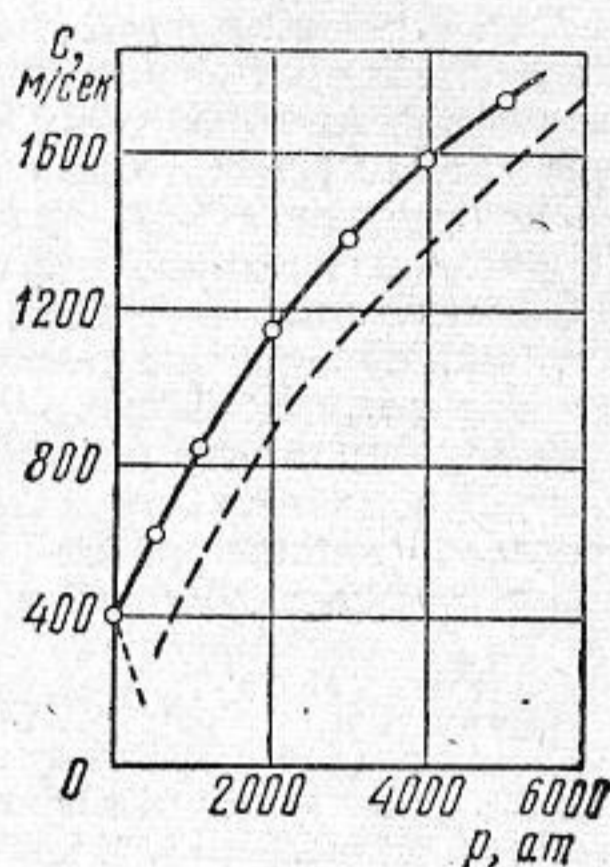
$$c^2 = \gamma \frac{zv_1^2}{2m} \left[\frac{\partial^2 \varphi(v_1)}{\partial v_1^2} \right]_T + \gamma_{\text{ид}} \frac{RT}{M}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma_{\text{ид}}$ — значение γ при $v \rightarrow \infty$, m — масса молекулы, v_1 — объем, приходящийся на одну молекулу и связанный с r^3 через коэффициент a^3 , зависящий от упаковки молекул.

Соотношение (4) позволяет объяснить эффект инверсии, исходя из общего вида потенциала $\varphi(r)$. На фиг. 1 сплошной кривой представлена функция $\varphi(r)$, а пунктирной — функция $\varphi''(r)$, которая в цепочке молекул, удерживаемых внешней силой, представляет коэффициент квазиупругой связи [5]. Если некоторой температуре T_1 соответствует среднее расстояние r_1 , то неравенству $T_2 > T_1$ при $T = \text{const}$ должно соответствовать неравенство $r_2 > r_1$. При этом, как видно из фиг. 1, $\varphi''(r_2) < \varphi''(r_1)$.



Фиг. 1



Фиг. 2

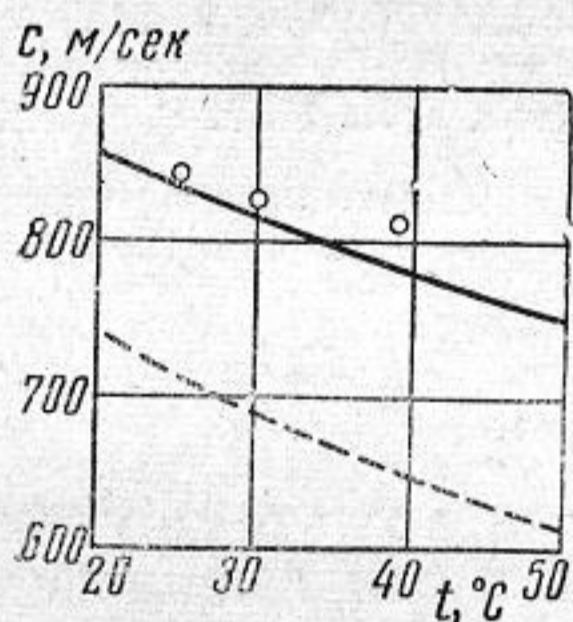
Расчет по формуле (4) показывает, что это и ведет к падению c с температурой. Из фиг. 1 следует также, что c должно расти с давлением при $p = \text{const}$.

Расчеты были проведены с использованием потенциала Леннарда — Джонса:

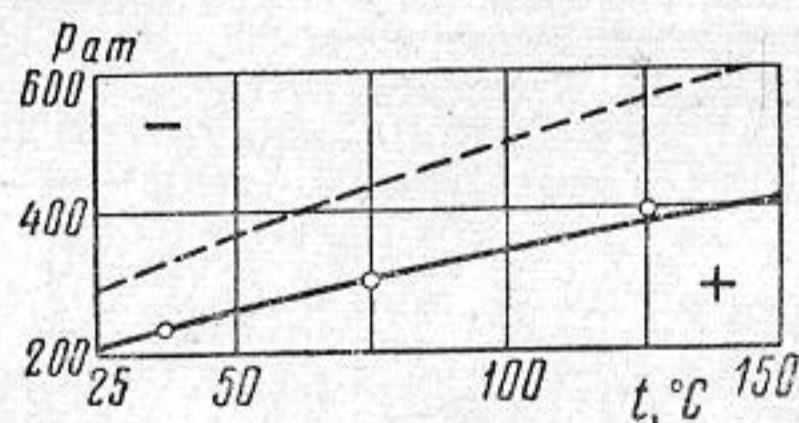
$$\varphi(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]. \quad (5)$$

Значения ε и σ заимствовались из [6], а плотности — из [7, 8].

При сравнительно малых давлениях наилучшее согласие расчетных данных с опытом получается при $z = 6$ и $a = 1$ (простая кубическая упаковка молекул), при больших давлениях — при $z = 12$ и $a = \sqrt[6]{2}$ (плотная упаковка). Качественное согласие с опытом в широком интервале давлений можно получить при $z = 2$ и $a = 1$. Это соответствует модели распространения звука вдоль одномерной цепочки молекул, при пренебрежении сдвиговыми напряжениями. Такая модель применялась в литературе



Фиг. 3



Фиг. 4

для расчета скоростей звука в жидкостях. При $z = 2$ и $a = 1$ расчетные значения c для сравнительно малых давлений ниже, чем при $z = 6$ и $a = 1$, а для давлений $\sim 4000-5000$ атм совпадают с найденными при $z = 12$ и $a = \sqrt[6]{2}$. Последнее обстоятельство может быть связано с математическими особенностями потенциала (5), выбранного для расчета.

Результат подобного расчета для азота при 20° показан на фиг. 2 пунктиром, экспериментальные данные (сплошная кривая) заимствованы из работы [3]. В области малых давлений наблюдается расхождение с опытом, так как при малых плотностях формулы (1), (2), предполагающие, что молекулы движутся в ячейках, образованных соседними молекулами, становятся неприменимыми.

На фиг. 3 пунктирная кривая показывает значения c в зависимости от t для азота, рассчитанные при $p = 950 \text{ ат}$ ($z = 6$ и $a = 1$). Сплошная кривая построена для значения $z = 9$. Точки найдены путем интерполяции экспериментальных данных, заимствованных из работы [1]. Из фиг. 3 следует, что теория предсказывает явление инверсии.

Могут быть также рассчитаны кривые инверсии, определяемые уравнением $(\partial c / \partial T)_p = 0$. Из фиг. 1 видно, что инверсия наступит при средних расстояниях, определяемых условием $\varphi'''(r) \leq 0$, которое на основании формулы (5) дает для плотности выражение $d \geq 1,67 a^3 \sigma^{-3}$, если d выражено в единицах Амага и σ в Å.

С использованием этих значений d и экспериментальных $p - v - T$ данных [7, 8] были рассчитаны кривые инверсии для метана, этилена и азота. Для двух последних газов эксперимент [1,9] дает только по одной точке инверсии, которые хорошо укладываются на кривые при $a = 1$. Для метана кривые инверсии при $a = 1$ и $a = 0.92$ показаны на фиг. 4 пунктирной и сплошной кривой соответственно. Экспериментальные точки заимствованы из работы [2].

На опыте было обнаружено также, что при $v = \text{const}$ сжатые газы имеют положительный температурный коэффициент c [2, 10]. Расчет показывает, что формула (4) дает правильный знак этого коэффициента, однако величина его намного меньше опытной. Учет дополнительного члена в выражении для внутренней энергии (1), введенного согласно данным работ [6, 7], приводит к значению температурного коэффициента c при $v = \text{const}$, близкому к опытному.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L a s a m. Vitesse des ultrasons dans l'azote jusqu'à des pressions atteignant 1150 atm. J. Phys. Rad., 1953, 14, 5, 351—352.
2. A. L a s a m. Variations de la vitesse des ultrasons dans le méthane en fonction de la température et de la pression. J. Phys. Rad., 1955, 16, 1, 72—73.
3. М. П. В о л а р о в и ч, Д. Б. Б а л а ш о в. Исследование скорости и поглощения ультразвука в азоте при давлении до 5000 кг/см². Сб. «Примен. ультразвука к исслед. вещества», М., МОПИ, 1961, 13, 63—77.
4. И. З. Ф и ш е р. О температурной зависимости скорости звука в плотных газах, Акуст. ж., 1959, 5, 4, 459—463.
5. Я. И. Ф р е н к е л ь. Собрание избранных трудов, т. III, Кинетическая теория жидкостей, 1959, стр. 176.
6. Д. Г и р ш ф е л ь д е р, Ч. К е р т и с с, Р. Б е р д. Молекулярная теория газов и жидкостей, 1961, 219—225.
7. A. M i c h e l s, R. J. L u n b e c k, G. J. W o l k e r s. Thermodynamical properties of nitrogen as functions of density and temperature between -125° and $+150^\circ$ C and densities up to 760 Amagat. Physica, 1951, 17, 9, 801—816.
8. H. M. K v a l n e s, V. L. G a d d y. The compressibility isotherms of methane at pressure to 1000 atmospheres and temperature from -70 to 200° . J. Amer. Chem. Soc., 1931, 53, 2, 394—399.
9. A. A. M'N i r s i, J. N o u r y. Vitesse des ondes ultrasonores dans l'éthylène comprimé jusqu'à 1000 atm. Compt. rend. Acad. Sci., 1957, 244, 9, 1169—1171.
10. A. M a r t i n. Mesure de la vitesse des ultrasons dans les fluides sous pression par la méthode des impulsions. J. Rech. Centre Nat. Rech. Sci., 1957, 8, 41, 251—272.

Московский областной
педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
22 мая 1962 г.

ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕНИЙ В МАТЕРИАЛЕ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКЕ ОТ АМПЛИТУДЫ КОЛЕБАНИЙ И СИЛЫ ПРИЖИМА

В. Ф. Казанцев

Известно, что разрушение материала в процессе ультразвуковой обработки происходит только при прямом ударе инструмента по частицам абразива, лежащим на обрабатываемой поверхности. Нишимура и Шимакава [1] экспериментально установили связь разрушаемого объема с величиной средних напряжений при ударе. Уточняя их выводы, можно показать, что разрушаемый объем пропорционален кубу максимальных напряжений при ударе.

Из теории Шоу [2] следует, что максимальное значение силы при ударе инструмента зависит от произведения амплитуды колебаний на величину силы прижима $F_m \sim \sqrt{\xi_m F_{пр}}$. Зависимость такого же вида легко получить на основе теории соударения колеблющегося стержня с абсолютно жесткой поверхностью, предложенной Нишимура и Джомбо [3].