

Прочность полученных бетонов не зависела от способа получения фосфата алюминия. Однако, водостойкость бетона с использованием $AlPO_4$, полученного вторым способом, была заметно выше.

Использование фосфата алюминия вместо гексафторсиликата натрия позволяет производить экологически безопасные строительные материалы.

Литература

1. Способ получения геля алюминия. Патент РФ № 2149138. 2000.
2. Субботкин М. И. Курицина Ю. С. Кислотоупорные бетоны и растворы. М., 1967.
3. Тихонов В. Н. Аналитическая химия алюминия. М. : Наука, 1971.
4. Шарло Г. Методы аналитической химии. Л. : Химия, 1965.

V. N. Volkov, M. L. Davtyan

SYNTHESIS AND APPLICATION OF ALUMINUM PHOSPHATE IN THE PRODUCTION OF ACID-PROOF CONCRETES

Synthesis of aluminum phosphate was carried out with the help of two methods. The chemical composition of the test samples was defined with the help of gravimetric and photometric methods. The synthesized salts were examined in the preliminary test as an initiator of the solidification of the acid-proof concretes consisted of liquid glass. The optimal mass correlation between the constituents of the dry mix, liquid glass and aluminum phosphate was identified.

Keywords: synthesis, aluminum phosphate, chemical composition, initiator, acid-proof concretes.

Волков Владимир Николаевич — доцент кафедры «Химия» ФГБОУ ВПО ПсковГУ, канд. хим. наук, доцент.

Давтян Мкртыч Левонович — доцент кафедры «Инженерная защита окружающей среды» ФГБОУ ВПО ПсковГУ, канд. хим. наук, доцент.

УДК 534.22

С. С. Воронков

О СКОРОСТИ ЗВУКА В ГАЗАХ

Рассмотрены различные формулы для скорости звука в газах. Отмечается, что в потоке вязкого теплопроводного газа с поперечным сдвигом необходимо учитывать влияние диссипации энергии и теплообмена на скорость звука при анализе возникновения турбулентности.

Ключевые слова: скорость звука, вязкий теплопроводный газ, возникновение турбулентности.

В общем случае под скоростью звука понимают местную скорость распространения малых возмущений относительно движущегося газа в данной точке потока и определяют её по формуле (Лойцянский, 1979).

$$a = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}, \quad (1)$$

где a — скорость звука, p и ρ — давление и плотность газа.

Первые теоретические исследования по определению скорости звука в воздухе принадлежат И. Ньютону (1689). Ньютон считал, что процесс распространения звука происходит изотермически. Давление и плотность в этом случае связаны между собой уравнением Бойля–Мариотта

$$\frac{p}{\rho} = \text{const}. \quad (2)$$

Тогда, вычисляя производную по формуле (1), для изотермической скорости звука получим

$$a_{\text{из}} = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (3)$$

Формула для изотермической скорости звука (3) носит название формулы Ньютона. Однако найденные по формуле (3) значения скорости звука были примерно на 20 % меньше значений, полученных опытным путём.

Причину расхождений установил П. Лаплас (Рэлей, 1955), который показал, что совпадение теории с экспериментом значительно улучшается, если процесс распространения считать адиабатным и изоэнтропным. В качестве уравнения состояния необходимо использовать уравнение адиабаты

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{const}. \quad (4)$$

где k — показатель адиабаты.

Тогда, вычисляя производную по формуле (1), для адиабатной и изоэнтропной скорости звука получим

$$a_s = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}. \quad (5)$$

Формула (5) получила название формулы Лапласа. Значения скорости звука, вычисленные по формуле (5), практически совпадают с опытными данными.

Дальнейшие исследования влияния различных факторов (вязкости, теплопроводности и др.) на скорость звука в газах были выполнены в работах Стокса, Кирхгофа, Гельмгольца, Рэля и других (Рэлей, 1955). Общим выводом этих работ является следующее: при распространении звука в открытом пространстве в виде плоских волн процесс распространения является адиабатным, и в первом приближении трение в газе не влияет на скорость звука. Лишь в очень узких трубах вязкость и теплопроводность воздуха оказывают заметное влияние на скорость распространения. Эти результаты, полученные для покоящейся среды, хорошо согласуются с экспериментальными данными и являются

в настоящее время классическими. Но они, как было отмечено, получены для покоящейся среды и необоснованно экстраполируются на область движущегося газа. В потоке вязкого газа с поперечным сдвигом возникает интенсивная диссипация энергии, и предположения об изоэнтропности и адиабатности процесса при определении скорости звука требуют проверки.

В работе Воронкова С. С. (2004) получена формула для скорости звука в вязком теплопроводном совершенном газе, учитывающая диссипацию энергии и теплообмен

$$a = \sqrt{a_s^2 + \frac{V \cdot (a_s^2 \text{grad} \rho - \text{grad} p) + (k-1)\Phi}{\frac{\partial \rho}{\partial t}}}, \quad (6)$$

$$\Phi = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\},$$

где a_s — адиабатная и изоэнтропная скорость звука; Φ — функция, учитывающая диссипацию энергии и теплообмен; T — температура газа; V — вектор скорости газа с проекциями u , v , w на оси декартовой системы координат x , y , z соответственно; λ — коэффициент теплопроводности; μ — коэффициент динамической вязкости; t — время.

Формула (6), найденная в работе (Воронков, 2004), получила название формулы Воронкова. При выводе формулы (6) не делались никакие предположения о характере процесса распространения возмущения. Поэтому для совершенного газа формула (6) является наиболее общей и учитывает диссипацию энергии и теплообмен в потоке.

Отличие формулы (6) от формулы Лапласа (5) состоит в наличии дополнительного члена, учитывающего диссипацию энергии и теплообмен. Возникает вопрос о значимости этого члена в различных условиях. В работе (Воронков, 2005) проведена оценка этого члена для плоской звуковой волны, распространяющейся в покоящемся вязком теплопроводном газе. Скорость звука в этих условиях, с привлечением формулы (6), найдется

$$a = \sqrt{a_s^2 + \frac{2\pi(k-1)u^*}{\lambda \rho_0} \left(\frac{4}{3}\mu + \lambda \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right) \cos(\omega t - nx)}, \quad (7)$$

при возмущении скорости $u' = u^* \sin(\omega t - nx)$; где u^* — амплитуда возмущения скорости, ω — круговая частота возмущения, n — волновое число,

$n = 2\pi / \bar{\lambda}$, $\bar{\lambda}$ — длина волны, $\pi = 3,14\dots$; ρ_0 — плотность покоящегося газа; c_v, c_p — удельные изохорная и изобарная теплоёмкости.

Оценим величину второго члена под корнем при уровне звукового давления 70 дБ и частоте акустического возмущения 1000 Гц. Амплитуда возмущения скорости для воздуха при этих значениях равна $u^* = 2 \cdot 10^{-4}$ м/с. Величина второго члена под корнем равна $4 \cdot 10^{-8}$. Адиабатная скорость звука для воздуха при 20 °С равна 343 м/с. Таким образом, при вычислении скорости звука в покоящемся вязком теплопроводном воздухе вторым членом в формуле (7) можно пренебречь как величиной второго слагаемого. Этот вывод совпадает с результатами, полученными Стоксом, Кирхгофом, Гельмгольцем, Рэлеем (Рэлей, 1955).

Ситуация меняется при распространении звука в потоке вязкого газа с поперечным сдвигом. В потоке возникает интенсивная диссипация энергии и при вычислении скорости звука необходимо использовать формулу (6), учитывающую диссипацию энергии и теплообмен.

При рассмотрении распространения звука в потоке вязкого газа принцип суперпозиции не применим, так как уравнения, описывающие эти процессы, нелинейные и будет происходить взаимодействие основного потока с акустическим полем. Поэтому использовать полученную формулу (6) для определения скорости звука без знания характеристик потока вязкого газа не представляется возможным. Для нахождения скорости звука с учётом диссипации энергии и теплообмена в работе (Воронков, 2004) была составлена математическая модель, включающая уравнения неразрывности, Навье–Стокса, энергии и состояния. Численное решение системы дифференциальных уравнений в частных производных осуществлялось по двухшаговой схеме Браилловской (Роуч, 1980). Моделировался процесс распространения акустических возмущений в потоке вязкого газа в плоском канале. В качестве начальных условий задавалось стационарное ламинарное течение с параболическим распределением скоростей. Акустическое возмущение задавалось на входе в канал в виде гармонического сигнала с амплитудой возмущения плотности $\Delta\rho$. Скорость звука определялась по формуле

$$a = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}} = \sqrt{\frac{p_1 - p}{\rho_1 - \rho}}, \quad (8)$$

где p_1, ρ_1, p, ρ — значения давления и плотности на разных временных слоях в фиксированной точке канала.

Расчёты проводились в плоском канале. Количество узлов по оси x (вдоль канала) принималось $i=51$, количество узлов по оси y (поперек канала) $j = 11$. Шаг по пространственной переменной $\Delta x = \Delta y = 10^{-2}$ м. Шаг по времени $\Delta t = 2 \times 10^{-5}$ с. Амплитуда возмущения плотности варьировалась в пределах $\Delta\rho = 10^{-10} \dots 10^{-11}$ кг/м³. Частота звука принималась (основной режим) 1000 Гц. Максимальная скорость потока на оси канала принималась (основной режим) $u_{\max} = 0,1$ м/с.

На рисунке 1 приведен характерный закон изменения скорости звука в фиксированный момент времени вдоль канала в плоскости $j = 6$. Приведены изотропная скорость звука $a_{\text{стб}}_{i,59}$ и скорость звука с учётом диссипации энергии

и теплообмена $\text{артб}_{i,59}$. Изэнтропное значение скорости звука $\text{астб}_{i,59}$ практически постоянно — около 343,7 м/с. Скорость звука с учётом диссипации энергии и теплообмена $\text{артб}_{i,59}$ на определенных участках претерпевает разрывы. Скачки происходят относительно изэнтропного значения скорости звука.

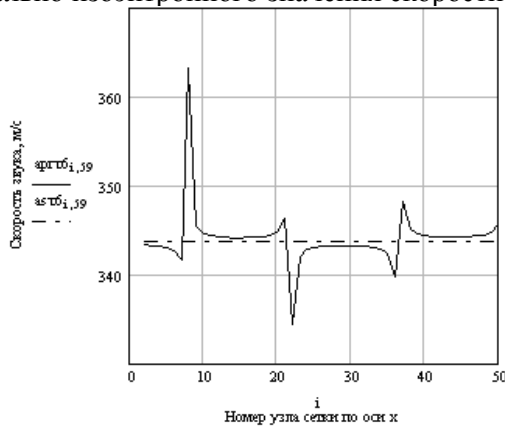


Рис. 1. Закон изменения скорости звука в фиксированный момент времени вдоль канала в плоскости $j = 6$

Скачки скорости звука будут приводить к нарушению линейного закона Гаука, связывающего изменение давления с относительной объёмной деформацией. Малые акустические возмущения плотности, возникающие в потоке вязкого теплопроводного газа, приведут к непропорциональным пульсациям давления, что необходимо учитывать при анализе возникновения турбулентности (Воронков, 2011).

Литература

1. Воронков С. С. О скорости звука в потоке вязкого газа с поперечным сдвигом. Электронный журнал «Техническая акустика». № 5. 2004. URL: <http://www.ejta.org>.
2. Воронков С. С. Зависимость скорости звука в потоке вязкого газа от различных факторов. Сборник трудов XVI сессии Российского акустического общества. М. : ГЕОС, 2005. Т. 1. С. 262–265.
3. Воронков С.С. О возникновении турбулентности в вязком теплопроводном газе. Электронный журнал «Техническая акустика» № 12. 2011. URL: <http://www.ejta.org>.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. 5-е изд. М. : Наука, 1978.
5. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. М. : Наука. 1989.
6. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М. : Мир, 1980. 616 с.
7. Рэлей. Теория звука. Т. II. М. : Изд-во техн.-теор. лит., 1955.

S. S. Voronkov

ABOUT THE SPEED OF SOUND IN GASES

Various formulas for the velocity of sound in gases are considered. It is noted that the flow of a viscous heat-conducting gas with a transverse shift is necessary to the influence of energy dissipation and heat transfer at the speed of sound in the analysis of turbulence.

Keywords: speed of sound, a viscous heat-conducting gas, the arising of turbulence.

Воронков Сергей Семенович — заведующий кафедрой «Автомобильные дороги»
ФГБОУ ВПО ПсковГУ, канд. техн. наук, доцент, vorss60@yandex.ru.