

УДК 532.529.534.2

DOI: 10.31040/2222-8349-2020-0-2-20-28

АКУСТИЧЕСКИЕ ЗАГАДКИ ТУМАНА

© В.Ш. Шагапов

В слое тумана вода находится в двух агрегатных состояниях, а именно – в виде капелек воды и пара. Поэтому распространение малых возмущений в нем сопровождается фазовыми переходами. Это обстоятельство приводит к снижению величины скорости звука в тумане примерно на $20\div 30$ м/с. Поэтому слой тумана в атмосфере является акустическим каналом для слышимого звука. На этой основе в работе предложено объяснение ряда необычных и давно наблюдаемых акустических явлений в атмосфере при тумане.

Ключевые слова: туман, скорость звука, коэффициент затухания, углы отражения и преломления, полное внутреннее отражение.

В статье представлены некоторые загадочные акустические явления в атмосфере, связанные с присутствием простой воды в воздухе, и их объяснение на основе теории взаимопроникающих континуумов с фазовым периодом.

В одной из самых ранних передач «Поле чудес» был такой вопрос: о каком природном явлении в Лондоне можно судить по звону колоколов Биг-Бена (рис. 1). Ответ напрашивался очевидным, поскольку Лондон называют туманным Альбионом. Оказывается, при тумане звук от колоколов Биг-Бена становится громким и четким, поэтому жители могут определить состояние погоды по звучанию колоколов, даже не глядя в окно.



Рис. 1. Биг-Бен в тумане

Мне, знавшему к тому времени теорию взаимопроникающих континуумов Рахматулина – Нигматулина, все это казалось странным.

Широко известно, что основным механизмом затухания звука в воздухе, содержащем взвешенные частицы в виде твердых частиц (запыленный воздух, например) или же жидкостных капель (пример такой среды в природе – туман), является вязкостная диссипация, которая проявляется при движении частиц относительно воздуха, а также при тепло- и массо-передаче между фазами. Причем интенсивность диссипации из-за таких межфазных процессов обычно на несколько порядков превышает по сравнению со случаем, когда частицы отсутствуют. В последнем случае главными механизмами являются вязкость и теплопроводность, которые проявляются при сжатии и расширении среды в процессе распространения звука. Здесь отмечу, что первая моя курсовая работа была посвящена математическому описанию движения парокapельных систем. В 1968–1969 гг., будучи студентом третьего курса механико-математического факультета МГУ, я был распределен на специализацию по кафедре газовой и волновой динамики, возглавляемой академиком Халилом Ахмедовичем Рахматулиным. Перед тем как происходило распределение студентов по кафедрам, проходили встречи студентов с представителями кафедр. На этих встречах нам подробно рассказывали о научных направлениях и о будущих дисциплинах, которых предстоит изучать. Значительное место в научно-исследовательской деятельности всех кафедр занимала космическая тематика. Помню, перед нами выступали академики А.Ю. Ишлинский (директор Института проблем

механики), И.Г. Петров (директор Института космических исследований), П.И. Седов, А.Ю. Работнов и чл.-корр. АН СССР А.А. Ильющин. Запомнилось, все очень ярко и увлекательно рассказывали про направления и проблемы, которые в тот период были наиболее актуальны. Чтобы привлечь наиболее способных и талантливых студентов, все подчеркивали значимость и важность разрабатываемых ими направлений. Выступая перед нами, академик А.Ю. Ишлинский говорил, что на его кафедре работают только с отличниками. Отмечу, что наш курс среди всех был наиболее сильным. Об этом и говорили наши преподаватели. Дело в том, что на этот курс (1966 г.) шли одновременно абитуриенты двух выпусков, после десятого и одиннадцатого классов. Поэтому конкурс при поступлении фактически был в два раза выше, чем в обычные годы.

Из всех выступлений мне по душе была речь Халила Ахмедовича Рахматулина (рис. 2). Во-первых, мне, до поступления в университет никуда не выезжавшему за пределы своего района, эта фамилия была очень родной. Ведь такая фамилия встречается в каждом татарском или башкирском селении. Во-вторых, он говорил, что на специализацию берут всех и со всеми работают (его в студенческой среде называли «другом народа»). Эти обстоятельства, а также исключительная доброжелательность и обаяние Халила Ахмедовича не оставили для меня другого выбора. Я за собой также потянул своего друга Наиля Хабеева, круглого отличника, и мы оказались на специализации газовой и волновой динамики.



Рис. 2. Х.А. Рахматулин (1908–1990 гг.)



Рис. 3. Р.И. Нигматулин и Н.С. Хабеев (1977 г.)

Халил Ахмедович определил нас с Наилем к Роберту Искандеровичу Нигматулину (рис. 3), молодому научному сотруднику Института механики МГУ, недавно защитившему кандидатскую диссертацию по волновой динамике парагазокапельных систем. Этим решением фактически была определена наша будущая судьба. Первая моя курсовая работа, как я уже отметил выше, была посвящена теоретическому описанию течения двухфазных систем с фазовыми переходами. Основной азбукой, введившей меня в мир механики многофазных систем, были знаменитые статьи Х.А. Рахматулина [1] и основа кандидатской диссертации Р.И. Нигматулина [2], в которой была построена система уравнений для взаимопроникающих континуумов с фазовыми переходами. Причем для замыкания этой системы были предложены соотношения, следующие из принципов теории термодинамики необратимых процессов. Мне все это казалось очень красивой теорией, хотя совершенно непонятно было, где и когда все это можно будет использовать. В связи с этим хочу также отметить, что со многими дисциплинами, которым учат в университетах, происходит то же самое. Только спустя годы осознаешь, что все они помогают ориентироваться в жизни, а только некоторая часть знаний становится «инструментом» в профессиональной сфере. В связи с этим хочу отметить одно изречение Роберта Искандеровича: «Балларны тукмап булса да, укытырга кирак» («Детей надо учить, хотя бы из-под палки»). На основе этой теории взаимопроникающих континуумов Робертом Искандеровичем была решена задача о структуре волн уплотнения, где впервые показано, что в паракапельных системах могут реализоваться ударные волны без скачков в га-

зовой фазе. Далее по этой теоретической модели в кандидатской диссертации Алексея Ивановича Ивандаева была рассмотрена проблема о распространении звука в пароконденсных системах. Акустика в таких системах развивалась в последующем и продолжает развиваться весьма успешно учениками научной школы Нигматулина. Отмечу, что данная тема оказалась весьма востребованной [3–5]. Она была основным ядром нескольких докторских и множества кандидатских диссертаций.

Возвращаясь к началу статьи, я часто вспоминал об отмеченном удивительном свойстве тумана. Благодаря одному из величайших изобретений человечества – интернету – я вышел на книгу А.В. Арабаджи (рис. 4) «Загадки простой воды» [6].



Рис. 4.
В.И. Арабаджи
(1913–2003 гг.)

Арабаджи можно отнести к числу российских самородков, у которого, помимо научных достижений, нужно отметить необычную судьбу. Во время Великой Отечественной войны он служил метеорологом на военном аэродроме. В биографии отмечено, что его прогнозы погоды на 90% всегда оправдывались.

Приведу несколько примеров аномальных акустических явлений в атмосфере, которые связаны с повышением влажности. В Киевской Руси (рис. 5) было распространено выражение «Лавра гудит».

Оказывается, перед началом ненастной погоды, когда влажность в нижних слоях атмосферы увеличивается, гул от колоколов Киево-Печерской Лавры усиливался. Все это трактовалось как забота Всевышнего перед бурей, чтобы народ настраивался пережить ее. Также давно известно, что, когда акустический маяк на берегу находится выше слоя тумана, а корабль полностью внутри тумана, то при приближении к берегу звук от маяка ослабевает.

Кроме этого, акустическими измерениями установлено, что слышимость на задних рядах концертной чаши Голливуда (рис. 6) вечером, с наступлением росы, усиливается.



Рис. 5. Киево-Печерская Лавра. Основана в 1051 г.



Рис. 6. «Голливудская чаша»

Приведу еще пример, уже из личного опыта. Наш садовый участок отделяет от пастбища речка с болотистыми берегами. Расстояние от участка до места, где ночью пасется стадо, порядка одного километра. Мы заметили, что вечером, с выпадением росы, слышимость разговора между пастухами становится совершенно четкой. Все это происходит, несмотря на то, что между участком и пастбищем есть небольшой лес, который должен был бы экранизировать звук.

Ознакомившись со всеми этими примерами, у меня, без всякого сомнения, возникло убеждение в том, что туман в атмосфере является акустическим каналом для слышимого звука. Мы изучили задачу об особенностях отражения и преломления звука на границе слоя тумана с атмосферой.

Представим основные элементы теории акустики тумана, позволяющие объяснить и обосновать волноводные свойства тумана.

1. Основные уравнения. Запишем для малых возмущений уравнения сохранения масс, числа капель и импульсов в плоско-одномерном и линеаризованном приближении [7]:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_{a0} \frac{\partial v_a}{\partial x} = I, \quad \frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \rho_{w0} \frac{\partial v_w}{\partial x} = -I, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_w}{\partial x} = 0, \quad (1.1)$$

$$\rho_{a0} \frac{\partial v_a}{\partial t} + \rho_{w0} \frac{\partial v_w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial v_w}{\partial t} = \frac{v_a - v_w}{t_v} \left(I = 4\pi a_0^2 n_0 j, t_v = \frac{2}{9} \frac{a_0^2}{v_a^{(\mu)}} \frac{\rho_{w0}^0}{\rho_{a0}^0} \right).$$

Здесь нижние индексы $i = a$ и w относятся к параметрам воздуха и воды в капельках, дополнительный нижний индекс 0 отнесен к невозмущенному состоянию; $\rho_i, \rho_i^0, v_i, p, \alpha_i, a_0, n$ – средняя по смеси и средняя по фазе плотности скорость, давление, объемное содержание, размер капель, число капель в единице объема смеси соответственно; I и j – интенсивности испарения жидкости ($I > 0$) или конденсации пара ($I < 0$), отнесенные к единице объема смеси и к единице площади поверхности раздела фаз.

Уравнение импульсов для капелек в (1.1) записано, полагая, что силовое взаимодействие между капельками и воздухом определяется формулой Стокса. Система (1.1) записана в рамках гипотезы сплошности, предполагающей, что длина волны значительно превышает среднее расстояние между капельками.

Из уравнений сохранения масс и числа капель с учетом кинематических зависимостей

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_w = 4/3\pi a^3 n, \quad \alpha_a + \alpha_w = 1 \quad (1.2)$$

и пренебрегая сжимаемостью воды в капельках имеем:

$$\alpha_{a0} \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_{w0}^0 \left(\alpha_{a0} \frac{\partial v_a}{\partial x} + \alpha_{w0} \frac{\partial v_w}{\partial x} \right) = 3 \frac{\rho_{a0}^0 - \rho_{w0}^0}{a_0} \alpha_{w0} \frac{\partial a}{\partial t}. \quad (1.3)$$

Учет межфазного тепломассообмена произведем на основе решений уравнений теплопроводности и диффузии:

$$\rho_{w0}^0 c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_w r^2 \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \quad (0 < r < a_0),$$

$$\rho_{a0}^0 c_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_a r^2 \frac{\partial T_a}{\partial r} \right) + \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} = r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D r^2 \frac{\partial k}{\partial r} \right) \quad (a_0 < r < a_0 \alpha_{w0}^{-1/3}).$$

Здесь T_i и k – температура и массовая концентрация пара в воздухе; λ_i и D – коэффициенты теплопроводности и диффузии; c_w и c_a – теплоемкость воды и воздуха при постоянном давлении. Возмущение температуры и массовой концентрации пара зависит (помимо t и x) еще от микрокоординаты r , которая выражает расстояние от центра капелек. Оценка показывает, что вклад термодиффузии не существен.

Уравнения (1.4) необходимо дополнить системой граничных условий

$$T_a = T_w = T_\sigma, \quad \lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial r} - \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial r} = j l,$$

$$\rho_{w0}^0 \frac{\partial a}{\partial t} = \rho_{a0}^0 \frac{D}{1 - g_0} \frac{\partial k}{\partial r} = -j \quad (r = a_0), \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \quad \frac{\partial T_a}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial r} = 0 \quad (r = a_0 \alpha_{w0}^{-1/3}).$$

Здесь последние два граничных условия выражают условие отсутствия теплообмена (адиабатичность) и массообмена между ячейками, приходящимися к соседним капелькам.

Уравнение состояния воздуха, представляющего парогазовую смесь, примем как

$$p = \rho_a^0 T_a B_a, \quad B_a = B_v k + B_g (1 - k), \quad (1.6)$$

где B_i ($i = v$ и g) – приведенные газовые постоянные для пара и газа.

Кроме того, для параметров парового компонента на поверхности раздела фаз запишем уравнение Клапейрона–Клаузиуса

$$\frac{dp_{va}}{dT_\sigma} = \frac{\rho_{va} l}{T_\sigma}, \quad (1.7)$$

где l – удельная теплота парообразования воды.

Из уравнения теплопроводности пара (второе уравнение в (1.4)), в предположении однородности давления в пределах сферической ячейки с радиусом $a_0 \alpha_{w0}^{-1/3}$, может быть получено уравнение для изменения давления

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \gamma \frac{p_0}{\rho_{a0}^0} \frac{\partial \rho_a^0}{\partial t} - \frac{\alpha_{w0}}{\alpha_{a0}} \frac{\gamma-1}{a_0} \lambda_a \left(\frac{\partial T_a}{\partial r} \right)_{a_0} \quad (1.8)$$

$$(\gamma = c_a / (c_a + R_{a0}), R_{a0} = B_v k_0 + B_g (1 - k_0)).$$

2. Дисперсионные выражения. Решение вышеприведенной системы ищем в виде затухающей бегущей волны

$$(p, v, a, n) = A_{(p)}, A_{(v)},$$

$$A_{(a)} A_{(n)} \exp[i(Kx - \omega t)],$$

$$T = A_{(T)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)],$$

$$k = A_{(k)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)]$$

$$\left(\begin{array}{l} K = \text{Re}(K) + i \text{Im}(K), \\ C_p = \omega / \text{Re}(K), \delta = \text{Im}(K) \end{array} \right),$$

где ω – частота возмущений; K – волновой вектор; C_p и δ – фазовая скорость и коэффициент затухания.

Из условия существования решения вида (2.1) следует дисперсионное уравнение

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{\rho_0 - i\omega \rho_{a0} t_{(v)}}{\rho_0 (1 - i\omega \alpha_{a0} t_{(v)})} \left(\frac{\alpha_{a0}}{\gamma} + \frac{\alpha_{w0}}{Q} \right),$$

$$\rho_0 = \rho_{a0} + \rho_{w0}, \quad Q = E/F,$$

$$E = H_v H_g (\eta kh(y_w) + \text{shv}(y_a)) +$$

$$+ \frac{k_0}{1 - k_0} \frac{\text{shv}(z)}{\chi^2 (1 - \gamma^{-1})},$$

$$F = (1 - \gamma^{-1}) H_v H_g \eta kh(y_w) \text{shv}(y_a) +$$

$$+ \frac{k_0}{1 - k_0} \text{shv}(z)$$

$$\left[(\chi^{-1} - H_v)(\chi^{-1} - 1) + H_v \eta kh(y_w) \right],$$

$$kh(x) = 3(x \text{cth}(x) - 1)x^{-2},$$

$$\text{shv}(x) = 3 \left(1 + x \frac{A_0 x \text{th}(x(A_0 - 1)) - 1}{A_0 x - \text{th}(x(A_0 - 1))} \right) x^{-2},$$

где

$$y_i = (-i\omega a_0^2 / v_i^{(T)})^{1/2} \quad (i = a, w),$$

$$z = (-i\omega a_0^2 / D)^{1/2}, \quad v_i^{(T)} = \lambda_i / \rho_{i0}^0 c_i \quad (i = a, w), \quad (2.3)$$

$$\eta = \rho_{w0}^0 c_w / \rho_{a0}^0 c_a, \quad \chi = c_{a0} T_0 / l, \quad H_i = B_i / B_0 \quad (i = v, g).$$

Дисперсионное уравнение записано с учетом пренебрежения величин порядка $\tilde{\rho} = \rho_{a0}^0 / \rho_{w0}^0$ по сравнению с единицей.

В рамках принятых допущений равновесные массовые содержания пара в воздухе k_0 и температура T_0 связаны соотношением

$$P_*(T_0) = \frac{p_0 k_0}{g_0 + (1 - k_0) B_g / B_v}, \quad (2.4)$$

где $P_*(T_0)$ – парциальное давление насыщенных паров воды при температуре T_0 .

В случае газовой смеси (когда фазовые переходы отсутствуют) из (2.2) следует аналогичное дисперсионное уравнение, для которого частотная функция Q определяется следующим образом

$$Q = \left((\text{shv}(y_a))^{-1} + (\eta kh(y_w))^{-1} \right) (1 - \gamma^{-1})^{-1}.$$

В случае отсутствия тумана ($\alpha_{w0} = 0$) из (2.2) следует дисперсионное уравнение

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{1}{C_a^2}, \quad C_a = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_{a0}^0}}. \quad (2.5)$$

Запишем уравнение, которое следует из уравнений импульсов из (1.1) для решений вида (2.1)

$$A_{(v)} = \frac{K}{\omega} \frac{A_{(p)}}{\rho_{a0} + \rho_{w0} k_{(v)}}, \quad k_{(v)} = 1 / (1 - i\omega t_{(v)}). \quad (2.6)$$

Здесь $A_{(v)}$ – амплитуда для возмущения скорости воздуха.

3. Условия на границе раздела при ком падении плоской волны. Пусть на плоскую границу раздела между «чистым» воздухом (туман отсутствует) и туманом падает акустическая волна (рис. 7). Будем полагать, что, как и в случае обычных однофазных сред, отраженная от границы и проходящая волны представляют плоские гармонические волны.

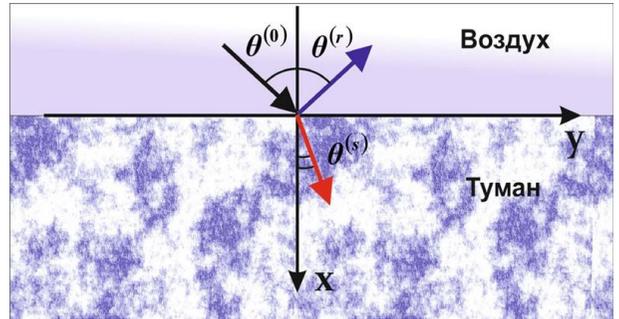


Рис. 7. Отражение и преломление звуковых волн на границе тумана и «чистого» воздуха

Тогда в зоне «чистого» воздуха малые возмущения представляют сумму из двух гармонических волн, а в зоне тумана – одну гармоническую волну. Возмущения, соответствующие падающей, отраженной и проходящей волнам, снабдим верхними значками (0), (r) и (s).

Тогда условие неразрывности нормальных составляющих скоростей и давления на границе раздела можно записать как

$$p^{(0)} + p^{(r)} = p^{(s)}, \quad (3.1)$$

$$v_a^{(0)} \cos \theta^{(0)} - v_a^{(r)} \cos \theta^{(r)} = v_a^{(s)} \cos \theta^{(s)},$$

где $\theta^{(0)}$, $\theta^{(r)}$ и $\theta^{(s)}$ – соответственно углы падения, отражения и преломления. Ось x направим вертикально вверх, в сторону «чистого» воздуха, а ось y направим так, чтобы волновой вектор был параллелен координатной плоскости xoy . Тогда для падающей [8], отраженной и проходящей волн вида (2.1) при косом падении можем записать

$$\begin{aligned} p^{(0)} &= A_p^{(0)} \exp \left[i \left(K^{(0)} \left(n_x^{(0)} x + n_y^{(0)} y \right) - \omega t \right) \right], \\ p^{(r)} &= A_p^{(r)} \exp \left[i \left(K^{(r)} \left(-n_x^{(r)} x + n_y^{(r)} y \right) - \omega t \right) \right], \\ p^{(s)} &= A_p^{(s)} \exp \left[i \left(K^{(s)} \left(n_x^{(s)} x + n_y^{(s)} y \right) - \omega t \right) \right], \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$(n_x^{(0)} = \cos \theta^{(0)}, n_y^{(0)} = \sin \theta^{(0)}, n_x^{(r)} = \cos \theta^{(r)},$$

$$n_y^{(r)} = \sin \theta^{(r)}, n_x^{(s)} = \cos \theta^{(s)}, n_y^{(s)} = \sin \theta^{(s)}).$$

Для волновых чисел $K^{(0)}$ и $K^{(r)}$ имеет место

$$K^{(0)} = K^{(r)} = \omega / C_a. \quad (3.3)$$

Волновое число $K^{(s)}$ определяется из дисперсионного уравнения (2.3). Амплитуда возмущений скоростей с амплитудами давления связаны выражениями вида (2.6). Тогда с учетом (2.5), можем получить

$$A_{(v)}^{(0)} = \frac{A_{(p)}^{(0)}}{\rho_{a0}^0 C_a}, \quad A_{(v)}^{(r)} = -\frac{A_{(p)}^{(r)}}{\rho_{a0}^0 C_a}, \quad (3.4)$$

$$A_{(v)}^{(s)} = \frac{K^{(s)}}{\omega} \frac{A_{(p)}^{(s)}}{\rho_{a0} + \rho_{w0} k_{(v)}}.$$

На основе условий (3.1) для решений вида (3.2) с учетом (3.4) при $x = 0$ получим [9]

$$\begin{aligned} A_{(p)}^{(0)} \exp \left[i K^{(0)} n_y^{(0)} y \right] + A_{(p)}^{(r)} \exp \left[i K^{(r)} n_y^{(r)} y \right] &= \\ = A_{(p)}^{(s)} \exp \left[i K^{(s)} n_y^{(s)} y \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{(p)}^{(0)} \cos \theta^{(0)} \exp \left[i K^{(0)} n_y^{(0)} y \right] - \\ - A_{(p)}^{(r)} \cos \theta^{(r)} \exp \left[i K^{(r)} n_y^{(r)} y \right] &= \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$= A_{(p)}^{(s)} \cos \theta^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\omega} \frac{\rho_{a0}^0 C_a}{\rho_{a0} + \rho_{w0} k_{(v)}} \exp \left[i K^{(s)} n_y^{(s)} y \right].$$

Чтобы эти уравнения выполнялись для любых значений y , должны выполняться равенства

$$K^{(0)} n_y^{(0)} = K^{(r)} n_y^{(r)} = K^{(s)} n_y^{(s)}. \quad (3.6)$$

Отсюда, с учетом (2.5), имеем

$$\sin \theta^{(0)} = \sin \theta^{(r)}, \quad (3.7)$$

$$\sin \theta^{(0)} = \left(K^{(s)} / \omega \right) C_a \sin \theta^{(s)},$$

где волновое число $K^{(s)}$ – комплексное, угол падения $\theta^{(0)}$, следовательно, и $n_y^{(0)} = \sin \theta^{(0)}$ – действительные числа. Тогда, согласно равенству (2.3), величина $n_y^{(s)} = \sin \theta^{(s)}$ является

комплексным числом. Следовательно, величина $n_x^{(s)} = \cos \theta^{(s)}$, удовлетворяющая условию

$$\left(n_x^{(s)} \right)^2 + \left(n_y^{(s)} \right)^2 = 1,$$

также будет иметь мнимую часть. Для таких значений $n_x^{(s)}$ и $n_y^{(s)}$ решение

вида (3.2) для $p^{(s)}$ при выполнении для волнового числа $K^{(s)}$ дисперсионного уравнения (2.2)

будет удовлетворять исходной системе уравнений (1.1)–(1.8). Таким образом, в отличие от

случая преломления акустических волн на границе раздела между средами без дисперсии

звуча угол преломления в области тумана становится комплексной величиной. В частности,

для направления в сторону тумана, перпендикулярного к границе раздела между воздухом и туманом ($y = \text{const}$), получим распространение

затухающей бегущей волны. Отметим, что в случае обычных однофазных сред без дисперсии

проходящая волна при $y = \text{const}$ представляет собой или только бегущую волну (когда

угол падения меньше критического угла падения), или экспоненциально снижающееся

распределение давления (когда угол падения больше критического угла падения). Кроме этого,

в рассматриваемом здесь случае коэффициент затухания в тумане для этого направления,

перпендикулярного к поверхности раздела сред, будет вычисляться как

$$\delta_x = \text{Im} \left(K^{(s)} n_x^{(s)} \right) =$$

$$= \text{Im} \left(K^{(s)} \right) \text{Re} \left(n_x^{(s)} \right) + \text{Re} \left(K^{(s)} \right) \text{Im} \left(n_x^{(s)} \right).$$

Следует также отметить, что согласно полученным здесь решениям, для направления, параллельного границе раздела ($x = \text{const}$), поскольку величина $K^{(s)}n_y^{(s)}$ действительная, имеем бегущую волну без затухания.

Для коэффициентов отражения и прохождения, определенных как $R=A_{(p)}^{(r)}/A_{(p)}^{(0)}$ и $S=A_{(p)}^{(s)}/A_{(p)}^{(0)}$, на основе (3.5) с учетом (3.6), получим

$$S = 2 \left/ \left(1 + \frac{C_a K^{(s)}}{\omega} \frac{\rho_{a0}^0}{\rho_{a0} + \rho_{w0} k_{(v)}} \frac{\cos \theta^{(s)}}{\cos \theta^{(0)}} \right) \right., \quad (3.8)$$

$$R = S - 1.$$

В том случае, когда волна падает со стороны тумана на границу раздела с воздухом, то вместо второго равенства (3.7) получим $\sin \theta^{(0)} = (\omega/C_a K^{(s)}) \sin \theta^{(s)}$.

А для коэффициентов прохождения и отражения в этом случае будем иметь

$$S = 2 \left/ \left(1 + \frac{\omega}{C_a K^{(s)}} \frac{\rho_{a0} + \rho_{w0} k_{(v)}}{\rho_{a0}^0} \frac{\cos \theta^{(s)}}{\cos \theta^{(0)}} \right) \right., \quad (3.9)$$

$$R = S - 1.$$

Отметим, что угол преломления $\theta^{(s)}$, входящий в уравнения (3.8) и (3.9), является комплексным параметром. Реальный геометрический смысл имеет только его действительная часть.

4. Результаты расчетов. На рис. 8 (а) и (в) представлены численные расчеты зависимостей фазовой скорости и коэффициента затухания от круговой частоты возмущений. Значения теплофизических параметров примем из [9], а для параметров, определяющих состояние и состав парогорокапельных систем, приняты величины $p=0.1$ МПа, $t=15^\circ\text{C}$, $a = 0.1$ мкм. Линии 1 и 2 соответствуют объему содержания капелек $\alpha_{w0} = 10^{-7}$ и $\alpha_{w0} = 10^{-6}$. Отметим, что эти данные соответствуют обычному и очень густому туману. Что касается размеров капелек, то по данным, приведенным в Википедии, диапазон изменения капелек в тумане находится в пределах $a = 1-60$ мкм, а по данным «Справочника химика – 21» – в пределах 0.01–1 мкм. Видно, что для низких частот фазовая скорость, равная равновесному значению, становится ниже примерно на 30 м/с, чем замороженная скорость звука, которая, в свою очередь, близка к скорости звука в чистом воздухе. Такое значительное снижение связано с тем, что вода в тумане находится в двух ипостасях, а именно: в виде жидкости и пара. При низких частотах, когда реализуются равновесные фазовые переходы, и упругость пара существенно снижается, плотность парогорокапельной смеси для выше принятых значений объемного содержания капелек практически не меняется. Следовательно, снижение акустического импеданса тумана по сравнению с акустическим импедансом чистого воздуха происходит только за счет снижения величины скорости звука.

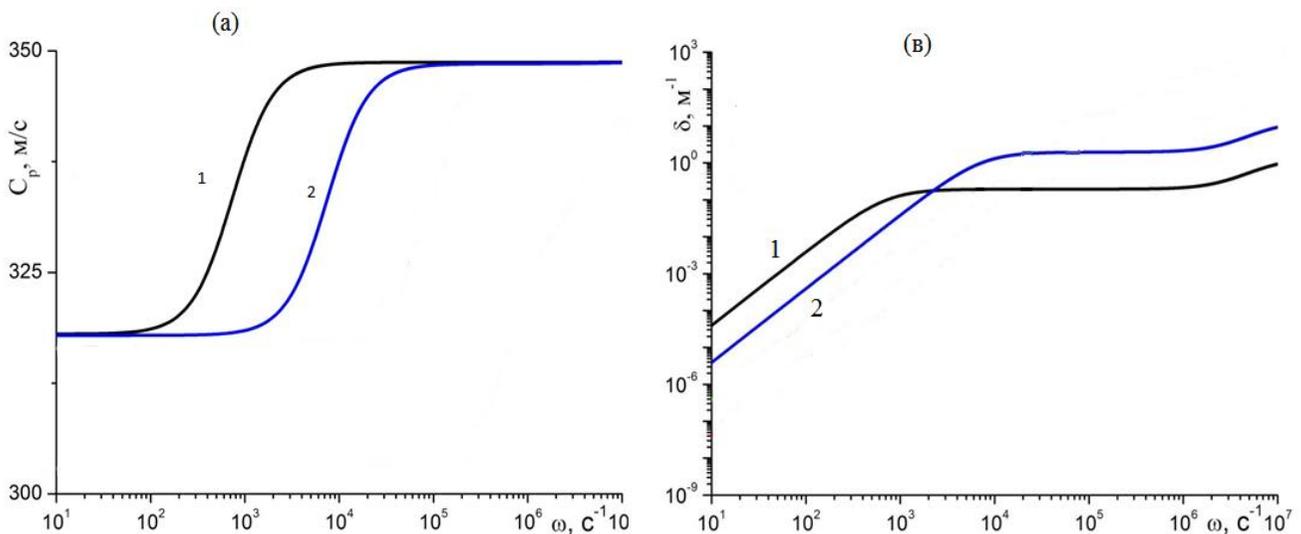


Рис. 8. Влияние объемного содержания капелек воды на фазовую скорость (а) и коэффициент затухания (б)

На рис. 9 (а) приведена зависимость угла преломления от угла падения, когда звуковая волна падает со стороны воздуха. Видно, что с ростом угла падения начиная с некоторого критического угла $\theta_*^{(0)}$ происходит очень слабое изменение угла преломления, и он примерно равен значению $\theta_*^{(0)}$ ($\theta^{(s)} = \theta_*^{(0)}$). При углах $\theta^{(0)} \leq \theta_*^{(0)}$ угол преломления равен углу падения ($\theta^{(s)} = \theta^{(0)}$). Таким образом, при любом угле падения звука со стороны воздуха звуковые лучи всегда проникают в туман. Причем при углах падения $\theta^{(0)} \leq \theta_*^{(0)}$ проникание звукового луча происходит без преломления. При более больших углах ($\theta^{(0)} \geq \theta_*^{(0)}$) угол преломления постояен и практически равен $\theta^{(s)} = \theta_*^{(0)}$.

Когда звук падает со стороны тумана (рис. 9 (в)), при углах падения $\theta^{(0)} < \theta_*^{(0)}$ наблюдается аналогичная предыдущему случаю картина. Но с приближением угла падения к значению $\theta_*^{(0)}$ угол преломления резко приближается к прямому углу ($\theta^{(s)} = \pi/2$), и, следовательно, преломленные лучи направлены вдоль поверхности раздела между туманом и воздухом (т.е. звуковые лучи не «выходят» за пределы границ тумана), и в этом случае происходит полное внутреннее отражение. Отметим, что для представленных графиков значений параметров парогазокапельных смесей в тумане критический угол составляет $\theta_*^{(0)} = 72^\circ$.

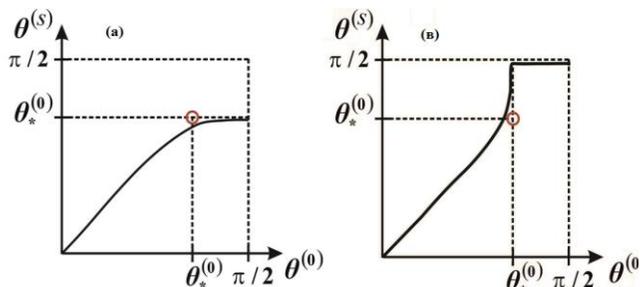


Рис. 9. Зависимости угла преломления от угла падения, когда волна падает со стороны «чистого» воздуха (а) и со стороны тумана (в)

На рис. 10 показано поведение звуковых лучей, когда источник звука находится в области тумана. Эта картина иллюстрирует, что слой тумана в атмосфере является акустическим каналом.

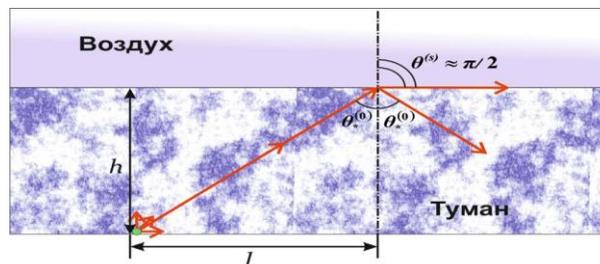


Рис. 10. Поведение звуковых лучей, иллюстрирующее, что слой тумана в атмосфере является акустическим каналом

При углах падения $\theta^{(0)} \geq \theta_*^{(0)} = 72^\circ$ реализуется полное внутреннее отражение на границе «воздух – туман», следовательно, на расстоянии $l \approx h \cdot \text{ctg}(\theta_*^{(0)})$ от источника звука туман становится волновым каналом.

В частности, для толщины тумана $h = 10$ м на расстоянии более $l \approx 100$ м от источника звука для лучей падающей волны реализуется критическое значение $\theta_*^{(0)} = 72^\circ$ для угла падения.

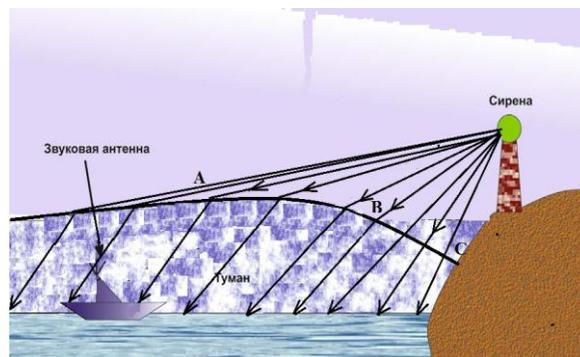


Рис. 11. С приближением корабля к берегу звук от акустического маяка может снижаться

Пусть корабль приближается к берегу, и его курс направлен к акустическому маяку (рис. 11). В прибрежной зоне можно выделить три зоны, а именно: зону, где верхняя граница слоя тумана горизонтальна, и угол падения акустических лучей от маяка превышает критическое значение $\theta^{(0)} > \theta_*^{(0)}$. В этой зоне после преломления акустические лучи в тумане будут параллельны, поэтому слышимость звука от акустического маяка будет постоянной. Будем считать, что отмеченный буквой А пункт находится на границе, где толщина слоя тумана с приближением к берегу начинает снижаться. На участке АВ границы тумана для лучей, падающих правее пункта А, угол падения начинает снижаться. Пусть для пункта, отмеченного бук-

вой В, угол падения будет равен критическому значению $\theta^{(0)} = \theta_*^{(0)}$. На участке АВ, поскольку граница тумана выпуклая, преломленные в тумане лучи сходятся. Для лучей же, падающих правее пункта В, преломление звуковых лучей отсутствует. И поэтому в этой третьей зоне акустические лучи расходятся. И при приближении корабля к берегу до пункта А звук будет однородным. На участке АВ звук от маяка за счет схождения лучей от акустического маяка будет несколько усиливаться. Этот участок поверхности тумана играет роль акустической линзы. А на конечном участке ВС будет происходить некоторое снижение громкости звука из-за расхождения лучей от акустического маяка.

Таким образом, слой тумана в атмосфере является акустическим каналом, и это обстоятельство объясняет многие акустические загадки тумана.

Литература

1. Рахматулин Х.А. Основы газовой динамики взаимодействующих движений сплошных сред // ПММ. 1956. Т. 20. № 2. С. 184–195.
2. Нигматулин Р.И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двухскоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений // Известия АН СССР. МЖГ. 1967. № 5. С. 33–47.
3. Гумеров Н.А., Ивандяев А.И., Нигматулин Р.И. Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесьях // Доклады АН СССР. 1983. Т. 272. № 3. С. 560–563.
4. Губайдуллин Д.А., Ивандяев А.И. Скорость и затухание звука в парогазокапельных системах. Роль тепло- массообменных процессов // Прикладная механика и техническая физика. 1987. № 3. С. 115–123.
5. Шагапов В.Ш. О распространении малых возмущений в парогазокапельной среде // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25. № 6. С. 1148–1154.
6. Арабаджи В. И. Загадки простой воды. М.: Знание, 1973. 52 с.
7. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.

8. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.

9. Шагапов В.Ш., Сарапулова В.В. Особенности отражения и преломления акустических волн на границе раздела между газом и дисперсной системой // Прикладная механика и техническая физика. 2015. Т. 56. № 5. С. 119–129.

10. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

References

1. Rakhmatulin Kh.A. Fundamentals of gas dynamics of interpenetrating motions of compressible media. *Prikladnaya matematika i mekhanika*, 1956, vol. 20, no. 2, pp. 184–195.

2. Nigmatulin R.I. Problems in mechanics of heterogeneous media. Dr. Sc. Thesis in Mathematics and Physics. *Moskovskiy gosudarstvennyy universitet imeni M.V. Lomonosova. Mekhaniko-matematicheskii fakultet*. Moscow, 1971. 31 p.

3. Gumerov N.A., Ivandayev A.I., Nigmatulin R.I. Dispersion and dissipation of acoustic waves in gas suspensions. *Doklady Physics*, 1983, vol. 272, no. 3, pp. 560–563.

4. Gubaydullin D.A., Ivandayev A.I. Sound propagation and attenuation in vapor-gas-drop systems. Role of heat and mass exchange processes. *Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika*, 1987, no. 3, pp. 115–123.

5. Shagapov V.Sh. On propagation of small disturbances in a vapor-gas-drop medium. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 1987, vol. 25, no. 6, pp. 1148–1154.

6. Arabadzhi V.I. The mysteries of ordinary water. Moscow, *Znanie*, 1973. 52 p.

7. Nigmatulin R.I. Fundamentals of the mechanics of heterogeneous media. Moscow, *Nauka*, 1978. 336 p.

8. Isakovich M.A. General acoustics. Moscow, *Nauka*, 1973. 496 p.

9. Shagapov V.Sh., Sarapulova V.V. *Reflection and refraction of acoustic waves at the interface between gas and disperse systems*. *Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika*, 2015, vol. 56, no. 5, pp. 119–129.

10. Vargaftik N.B. Reference book on thermal physical properties of gases and liquids. Moscow, *Nauka*, 1972. 720 p.

ACOUSTIC MYSTERIES OF FOG

© V.Sh. Shagapov

Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Research Centre
of the Russian Academy of Sciences,
71, prospekt Oktybrya, 450054, Ufa, Russian Federation

In a layer of fog, water is in two aggregate states, namely in the form of droplets of water and steam. Therefore, the propagation of small perturbations in it is accompanied by phase transitions. This circumstance leads to a decrease in the speed of sound in fog than in “clean” air by about. Therefore, a layer of fog in the atmosphere is an acoustic channel for audible sound. On this basis, the work offers an explanation of a number of unusual and long-observed acoustic phenomena in the atmosphere during fog.

Key words: Fog, speed of sound, attenuation coefficient, reflection and refraction angles, total internal reflection.