АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2011, том 57, № 4, с. 456–460

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

УДК 551.466.8

УСИЛЕНИЕ ЗВУКА В ПЕРЕНАСЫЩЕННОМ ПАРЕ

© 2011 г. К. А. Наугольных

Лаборатория системных исследований Земли, Национальная администрация по океану и атмосфере США/Зелтек
Бродвей 325, Боулдер, Колорадо, 80305 США
E-mail: Konstantin.Naugolnykh@noaa.gov

Поступила в редакцию 21.10.2010 г.

Звук в перенасыщенном паре воды может вызывать выделение тепла в результате конденсации, происходящее в фазе со звуком. Резонансное взаимодействие звука с модулированным тепловыделением приводит к усилению звука и изменению спектра дождевых капель.

Ключевые слова: усиление звука, перенасыщенный пар, конденсация, тепловыделение, резонансное взаимодействие.

1. ВВЕДЕНИЕ

Звуковая волна в неравновесном атмосферном слое водяного пара с капельками воды модулирует процессы конденсации и испарения. В перенасыщенном паре это ведет к переменным конденсации и тепловыделению, происходящему в фазе со звуком, т.е. в фазе сжатия звука происходит дополнительное выделение тепла, приводящее к усилению звука.

Феноменологическая модель эффекта звукового усиления в неравновесном атмосферном слое была описана в [1], позднее механизм усиления в предельном случае сильного перенасыщения был представлен в [2]. В настоящей работе рассмотрены особенности усиления звука, и, в частности, его зависимость от степени перенасыщения.

Также оценено произведенное звуком изменение атмосферного водосодержания; вызванная звуком эволюция спектра капель, возможно, влияет на скорость выпадения осадков.

2. МОДЕЛЬ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ С КАПЕЛЬКАМИ

Из метеорологии известно (см., например, [3], стр. 29), что распределение капель по радиусам a в облаке может быть с хорошей точностью аппроксимировано уравнением:

$$n(a) = Ca^2 e^{-ba}, \tag{1}$$

где C – нормировочная костанта

$$C = \frac{1}{2} N_0 b^3, \tag{2}$$

а $b = 3/\langle a \rangle = \text{const}$, где $\langle a \rangle$ – средний радиус капельки в облаке, а N_0 – полное количество капелек в единице объема атмосферы:

$$N_0 = \int_0^\infty n(a)\,da, \tag{3}$$

$$\langle a \rangle = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty a n(a)\,da. \tag{4}$$

На практике вместо b (или $\langle a \rangle$) удобнее использовать "водосодержание" $W = w\rho_w$, где $\rho_w \simeq 1$ г/см^3 – плотность воды, и w – полный объем всех капелек в 1 см^3 облака (т.е. это безразмерная характеристика концентрации воды в облаке). Предполагая, что капельки имеют сферическую форму (вследствие малого размера капель это обеспечивает поверхностное натяжение) и усредняя объем капли $\left(v = \frac{4}{3}\pi a^3\right)$ с распределением (1), легко получить соотношение между w, N_0 и b ([3], стр. 29):

$$w = 80\pi \frac{N_0}{b^3}. \tag{5}$$

3. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ

Рассмотрим распространение звука в трехфазной системе, состоящей из газа, пара и сферических капель. В перенасыщенном паре, содержащем капли, идут процессы конденсации и испарения капель. Размеры капель в облаке изменяются в результате массообмена с окружающим водяным паром. Происходят два противоположных процесса: малые капли (радиус a которых меньше критического радиуса a_{cr}) уменьшаются в результате испарения, а большие капли (радиус которых больше критического радиуса a_{cr}) растут вследствие конденсации. Процессы испарения и конденсации описываются уравнением (см., например, [4]):

$$\frac{da}{dt} = \frac{D\Delta}{a^2}(a - a_{cr}), \tag{6}$$

где a – радиус жидкой капли, t – время и a_{cr} – критический радиус:

$$a_{cr} = \frac{\sigma}{\Delta(t)}, \quad \sigma = 2\alpha v' c_{0\infty}/kT, \tag{7}$$
$$\Delta(t) = c - c_{0\infty},$$

здесь D – коэффициент диффузии пара, k – постоянная Больтцмана, T – температура, $\Delta(t)$ – безразмерный уровень перенасыщения, c – безразмерная средняя концентрация водяного пара в атмосфере, $c_{0\infty}$ – безразмерная концентрация насыщенного водяного пара над плоской границей, α – поверхностное натяжение воды, и v' – молекулярный объем воды. Изменение радиуса пузырька a приводит к вариации полного объема воды w в 1 см^3 облака:

$$\frac{dw}{dt} = N_0\left\langle\frac{dv}{dt}\right\rangle = 4\pi N_0\left\langle a^2\frac{da}{dt}\right\rangle = \\ = 4\pi D\Delta\int_0^\infty (a - a_{cr})n(a)\,da, \tag{8}$$

здесь v – объем пузырька, и уравнение (5) использовано для определения скорости изменения радиуса пузырька.

Выполняя интегрирование, получим уравнение водосодержания

$$\frac{dw}{dt} = 4\pi DN_0\Delta\left(\frac{3}{b} - a_{cr}\right). \tag{9}$$

В неравновесном состоянии пара развиваются процессы эволюции пузырьков и, в частности, процесс конденсации, сопровождаемый тепловыделением в единице объема за единицу времени,

$$H = \rho_w q\frac{dw}{dt} = \rho_w q 4\pi DN_0\Delta\left(\frac{3}{b} - a_{cr}\right) = \\ = \Theta\Delta\left(\frac{3}{b} - a_{cr}\right), \text{ эрг/см}^3, \tag{10}$$

где

$$\Theta = \rho_w q 4\pi DN_0,$$

и ρ_w – плотность воды, а q – теплота парообразования.

Звуковая волна вызывает атмосферные возмущения, и изменения температуры. Рассмотрим модуляцию тепловыделения во времени, вызванную звуковой волной, вследствие вариации перенасыщения Δ и вариации параметра $\sigma = a_{cr}\Delta = 2\alpha v' c_{0\infty}/kT$ (см. уравнение (6)). Рассмотрим перенасыщенный пар. Степень перенасыщения определяется разностью

$$\Delta = c - c_{0\infty}, \quad c = \frac{\rho_v}{\rho_w}, \quad c_{0\infty} = \frac{\rho_{0\infty}}{\rho_w}, \tag{11}$$

здесь c – концентрация водяного пара в атмосфере, $c_{0\infty}$ – концентрация насыщенного водяного пара над плоской границей, равные средней плотности водяного пара ρ_v и плотности насыщенного пара $\rho_{0\infty}$ соответственно, ρ_w – плотность воды. Плотности ρ_w, ρ_v и $\rho_{0\infty}$ – это размерные массы, отнесенные к единице объема.

Равновесный случай, когда капли не изменяются, соответствует нулевому перенасыщению

$$\Delta = 0. \tag{12}$$

В перенасыщенном паре происходит рост капель; рассмотрим примеры различных перенасыщений:

$$\Delta = \varepsilon c_{0\infty} > 0, \quad \varepsilon = 0\text{–}1, \tag{13}$$

здесь $\varepsilon = 0$ соответствует нулевому перенасыщению и $\varepsilon = 1$ соответствует сильному перенасыщению, в качестве масштаба перенасыщения выбрана концентрация насыщенного над плоской поверхностью водяного пара.

Дифференцируя уравнение (10), куда подставлено значение a_{cr}, получим

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \Theta\frac{3}{b}\frac{\partial\Delta}{\partial t} - \Theta\frac{\partial\sigma}{\partial t}. \tag{14}$$

Но

$$\frac{\partial\Delta}{\partial t} = \frac{\partial\varepsilon c_{0\infty}}{\partial t}, \tag{15}$$

и

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = \frac{\sigma}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon c_{0\infty}}\frac{\partial\varepsilon c_{0\infty}}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\sigma}{T}\frac{\partial T}{\partial t}, \tag{16}$$

влиянием поверхностного натяжения можно пренебречь (см. приложение 2).

Поэтому

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \Theta\frac{3}{b}\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial t} - \Theta\frac{\partial\sigma}{\partial t}, \tag{17}$$
$$\Theta = \varepsilon\rho_w q 4\pi DN_0. \tag{18}$$

Подставим $\frac{\partial\sigma}{\partial t}$ и получим

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \Theta\left(\frac{3}{b} - \frac{\sigma}{c_{0\infty}}\right)\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} - \Theta\frac{\sigma}{T}\frac{\partial T}{\partial t}. \tag{19}$$

Но $\frac{3}{b} - \frac{\sigma}{c_{0\infty}} = \frac{3}{b} - \frac{\sigma\Delta}{c_{0\infty}\Delta} = \frac{3}{b} - \frac{a_{cr}\Delta}{c_{0\infty}} = \frac{3}{b} - a_{cr}$, потому

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \Theta\left(\frac{3}{b} - a_{cr}\right)\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} - \Theta\frac{\sigma}{T}\frac{\partial T}{\partial t}. \tag{20}$$

При малых $a_{cr} < \langle a\rangle$ получаем

$$\frac{\partial H}{\partial t} \simeq \Theta\frac{3}{b}\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} - \Theta\frac{\sigma}{T}\frac{\partial T}{\partial t}. \tag{21}$$

Оценим первый член уравнения, используя соотношение (A16),

$$\left(\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial T}\right) = \frac{\beta_p}{\rho_w}\left(\frac{\partial\rho_{0\infty}}{\partial p}\right)_s = \frac{\beta_p}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT} - \frac{2}{q} + \frac{Tc_{p2}}{q^2}\right), \left[\frac{1}{T}\right] \tag{22}$$

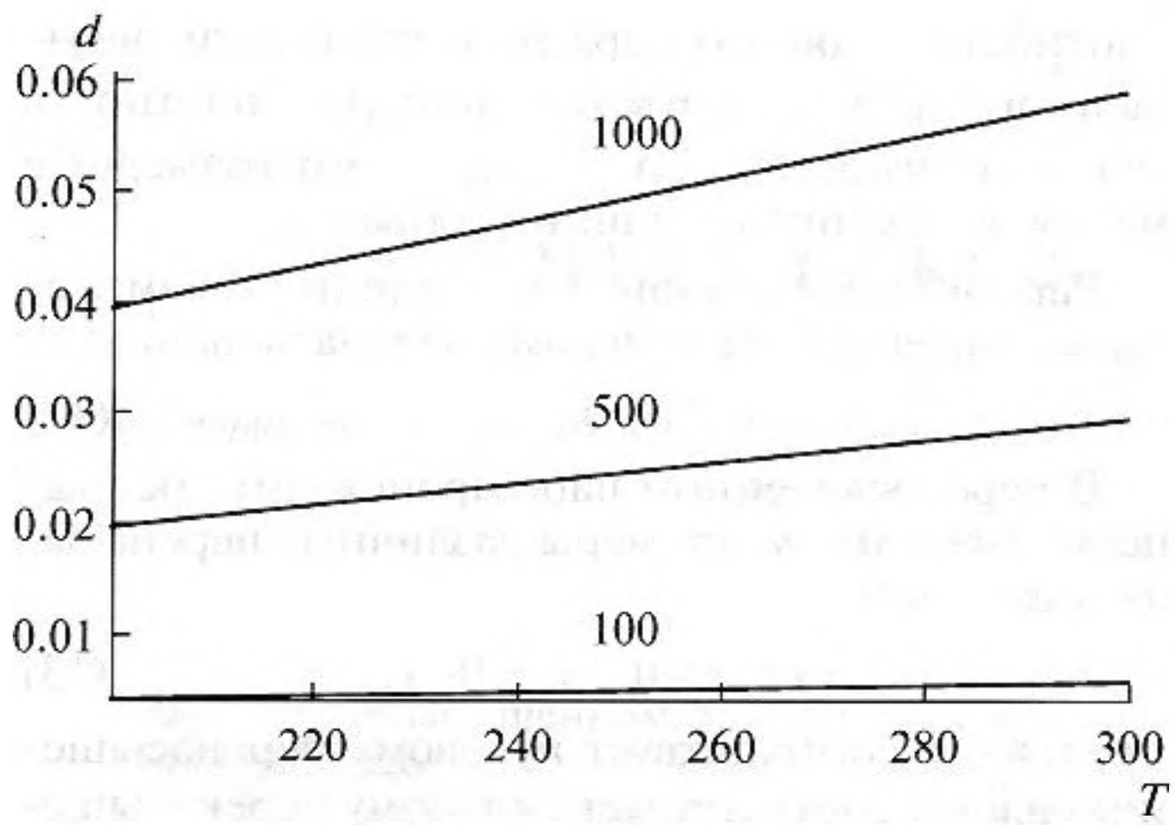

Рис. 1. Зависимость инкремента от температуры для $N_0 = 100$, 500 и 1000 1/см^3.

и получим

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \Theta\frac{3}{b}\frac{\beta_p}{\rho_w}\times \times\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)\frac{\partial T}{\partial t}-\Theta\frac{\sigma}{T}\frac{\partial T}{\partial t}. \quad (23)$$

Для реальных атмосферных условий при $T \simeq 300$ K первый член доминирует. При этом получим

$$\frac{\partial H}{\partial t} \simeq \Theta\frac{3}{b}\frac{\beta_p}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)\frac{\partial T}{\partial t}. \quad (24)$$

4. ИНКРЕМЕНТ УСИЛЕНИЯ ЗВУКА

Модуляция звуком процесса конденсации перенасыщенного водяного пара при малых значениях критическиго радиуса приводит к переменному тепловыделению, определяемому соотношением

$$\frac{\partial H}{\partial t} \simeq \Theta\frac{3}{b}\frac{1}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)\frac{\partial p}{\partial t}, \quad \frac{\text{эрг}}{\text{с}^2\text{м}^3}. \quad (25)$$

Распространение звука в среде с тепловыми источниками можно описать уравнением Вестервельта [5], для нашего случая имеющего вид

$$\nabla^2 p-\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{c_p\beta_p}\Theta\frac{3}{b}\frac{1}{\rho_w}\times \times\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)\frac{\partial p}{\partial t} = -B\frac{\partial p}{\partial t}, \quad \frac{\text{кг}}{\text{с}^2\text{м}^3}. \quad (26)$$

где

$$B = \frac{\beta}{c_p\beta_p}\Theta\frac{3}{b}\frac{1}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right), \quad \frac{1}{\text{см}^2}, \quad (27)$$

и

$$\Theta = \varepsilon\rho_w q 4\pi D N_0. \quad (28)$$

Поэтому

$$\nabla^2 p-\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = i\omega B, \quad \frac{\text{кг}}{\text{с}^2\text{м}^3}. \quad (29)$$

Ищем решение в виде

$$p = p_0\exp(\mathbf{kr}-\omega t), \quad (30)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, и ω – круговая частота. Дисперсионное уравнение имеет вид

$$-k^2+\frac{\omega^2}{c_0^2} = i\omega B, \frac{1}{\text{м}^2}. \quad (31)$$

k – модуль волнового вектора.

Имеется два корня для $\omega(k)$

$$\omega = \frac{c_0^2}{2}(iB\pm\sqrt{-B^2+4k^2c_0^{-2}}), \frac{1}{\text{с}}. \quad (32)$$

Если $B^2 \ll 4k^2c_0^{-2}$, они приближенно равны

$$\omega \simeq \frac{c_0^2}{2}(iB+2kc_0^{-1}) = \pm kc_0+i\frac{c_0^2B}{2}, \frac{1}{\text{с}}; \quad (33)$$

оба корня обнаруживают присутствие мнимой части частоты звука, которая в соответствии с уравнением (30) приводит к экспоненциальному росту амплитуды звука с инкрементом

$$\delta = \mathrm{Im}\,\omega = \frac{c_0^2B}{2}, \frac{1}{\text{с}}. \quad (34)$$

Соотношения (27), (28) и (34) показывают, что величина инкремента прямо пропорциональна степени перенасыщения ε, она равна нулю в отсутствие перенасыщения и линейно возрастает с его увеличением. Величина инкремента нарастает с температурой со скоростью, растущей с увеличением числа частиц N_0 (см. рисунок), где представлена зависимость инкремента от температуры для $N_0 = 100$, 500 и 1000 1/см^3.

5. ИЗМЕНЕНИЕ ВОДОСОДЕРЖАНИЯ

Рост водяных капель, вызванный звуком, приводит к увеличению водосодержания атмосферного слоя, состоящего из газа, пара и капель. Вариации тепловыделения могут быть выражены соотношением, следующим из уравнений (24) и (29)

$$\frac{\partial H}{\partial t} \simeq \Theta\frac{3p_a\delta}{b}\frac{1}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)e^{\delta t}. \quad (35)$$

Интегрирование этого соотношения по t дает

$$H = \Theta\frac{3p_a}{b}\frac{1}{\rho_w}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)e^{\delta t}. \quad (36)$$

Используя теперь формулы (9) и (10),получим, что изменение водосодержания

$$\frac{dw}{dt} = 4\pi DN_0\frac{3p_a}{b}\left(\frac{1}{RT}-\frac{2}{q}+\frac{Tc_{p2}}{q^2}\right)e^{\delta t} \quad (37)$$

растет при воздействии звука на перенасыщенный пар. Увеличение водосодержания может увеличивать частоту осадков.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение звука в атмосферном слое перенасыщенного пара с каплями стимулирует обмен фаз капли–пар и сопровождается усилением звука и увеличением скорости изменения водосодержания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Naugolnykh K., Rybak S.* Sound propagation in an unstable atmospheric layer // Acoust. Phys. 2007. V. 53 (3). P. 417–420.
2. *Naugolnykh K., Rybak S.* Infrasound induced instability by modulation of condensation process in the atmosphere // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124 (6). P. 3410–3412.
3. *Степаненко Б.Д. и др.* Радар в метеорологии. Ленинград: Гидрометиздат, 1987.
4. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. Гл. 12.
5. *Westervelt P.J., Larson R.S.* Laser-excited broadside array // J. Acoust. Soc. Am. 1973. V. 54 (1). P. 121–122.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. Гл. 8.
7. Etovos rule, Wikipedia.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Двухфазная система

В двухфазной системе p и T не независимы, а связаны уравнением фазового равновесия. Сжатия и разряжения сопровождаются переходом среды из одного состояния в другое. Рассмотрим изменение a_{cr}, вызванное звуком

$$\frac{\partial a_{cr}}{\partial t} = \left(-\frac{1}{T} - \frac{1}{\Delta}\left(\frac{\partial \Delta}{\partial T}\right)_s\right) a_{cr}\frac{\partial T}{\partial t} = \\ = \left(-\frac{1}{T} - \frac{1}{\Delta}\frac{\partial \Delta}{\partial T}\right)\frac{a_{cr}}{\beta_p}\frac{\partial p_a}{\partial t}, \left[\frac{\text{м}}{\text{с}}\right]; \tag{A1}$$

здесь β_p – термический коэффициент давления, $\beta_p = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_S$.

Второй член уравнения связан с изменением безразмерной концентрации пара

$$\Delta = c - c_{0\infty}, \tag{A2}$$

вызванной звуком, здесь c – средняя концентрация пара, а $c_{0\infty}$ – концентрация пара над плоской границей. Эти величины могут быть приравнены средней плотности пара ρ_v в атмосфере, нормированной на плотность воды ρ_w и плотности насыщенного пара $\rho_{0\infty}$, нормированной на плотность воды ρ_w, соответственно:

$$c = \frac{\rho_v}{\rho_w}, \quad c_{0\infty} = \frac{\rho_{0\infty}}{\rho_w}. \tag{A3}$$

Преобразуем производную

$$-\frac{1}{\Delta}\left(\frac{\partial \Delta}{\partial T}\right)_s = -\frac{\beta_p}{\Delta}\left(\frac{\partial \Delta}{\partial p}\right)_s = -\frac{1}{\Delta}\frac{\partial c}{\partial p} + \\ + \frac{1}{\Delta}\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial p} = -\frac{\beta_p}{\rho_w \Delta}\frac{\partial \rho_v}{\partial p} + \frac{\beta_p}{\rho_w \Delta}\left(\frac{\partial \rho_{0\infty}}{\partial p}\right)_s. \tag{A4}$$

Изменение плотности насыщенного пара может быть выражена через изменение удельного объема V_2

$$\rho_{0\infty} = \frac{1}{V_2} \tag{A5}$$

насыщенного пара

$$\left(\frac{\partial \rho_{0\infty}}{\partial p}\right)_s = -\frac{1}{V_2^2}\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s. \tag{A6}$$

Пусть x – доля (по массе) фазы 2, так что энтропия s и удельный объем V системы равны

$$s = (1-x)s_1 + xs_2 \tag{A7}$$

и

$$V = (1-x)V_1 + xV_2. \tag{A8}$$

Для вычисления производной $\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s$ трансформируем ее от переменных p, s к переменным p, x и получим ([6], Гл. 64, Задача 1),

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s = x\left[\frac{dV_2}{dp} - \frac{V_2 - V_1}{s_2 - s_1}\frac{ds_2}{dp}\right] + \\ + (1-x)\left[\frac{dV_1}{dp} - \frac{V_2 - V_1}{s_2 - s_1}\frac{ds_1}{dp}\right], \tag{A9}$$

здесь

$$\left[\frac{dV_2}{dp} - \frac{V_2 - V_1}{s_2 - s_1}\frac{ds_2}{dp}\right] = \left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T + \\ + \frac{2T}{q}\left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p (V_2 - V_1) - \frac{Tc_{p2}}{q}(V_2 - V_1)^2, \tag{A10}$$

и

$$\left[\frac{dV_1}{dp} - \frac{V_2 - V_1}{s_2 - s_1}\frac{ds_1}{dp}\right] = \left(\frac{\partial V_1}{\partial p}\right)_T + \\ + \frac{2T}{q}\left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_p (V_2 - V_1) - \frac{Tc_{p1}}{q}(V_2 - V_1)^2. \tag{A11}$$

Пусть фаза 1 – жидкость, а фаза 2 – пар, и $1 - x \ll 1$ (пар с малым количеством воды в виде капель). Принимая во внимание, что $V_1 \ll V_2$, вводя скрытую теплоту парообразования

$$q = T(s_2 - s_1)$$

и пренебрегая ввторым членом в уравнении (7), получим выражение для адиабатических производных в терминах производных по T и P, в условиях фазового равновесия

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s \simeq \left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T + \frac{2T}{q}\left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p V_2 - \frac{Tc_{p2}}{q}(V_2)^2, \quad \text{(A12)}$$

здесь c_{p2} – удельная теплота парообразования, а удельный объем V_2 связан с плотностью $\rho_{0\infty}$ насыщенного водяного пара соотношением

$$V_2 = \frac{1}{\rho_{0\infty}}. \quad \text{(A13)}$$

Рассматривая насыщенный пар как идеальный газ, описываемый уравнением состояния

$$\rho_{0\infty} = \frac{P_{0\infty}}{RT}, \quad \text{(A14)}$$

получим

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s = -\frac{1}{\rho_{0\infty}^2 RT} + \frac{2T}{q}\frac{1}{\rho_{0\infty}^2 T} - \frac{Tc_{p2}}{q^2}\frac{1}{\rho_{0\infty}^2}, \quad \text{(A15)}$$

и

$$\left(\frac{\partial \rho_{0\infty}}{\partial p}\right)_s = -\rho_{0\infty}^2\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s = \frac{1}{RT} - \frac{2}{q} + \frac{Tc_{p2}}{q^2}. \quad \text{(A16)}$$

Поэтому второй член уравнения (A4), может быть представлен в виде

$$-\frac{1}{\Delta}\left(\frac{\partial \Delta}{\partial T}\right)_s = \frac{1}{\Delta}\left(\frac{\partial c_{0\infty}}{\partial T}\right) = \frac{\beta_p}{\rho_w \Delta}\left(\frac{\partial \rho_{0\infty}}{\partial p}\right)_s = \frac{\beta_p}{\rho_w \Delta}\left(\frac{1}{RT} - \frac{2}{q} + \frac{Tc_{p2}}{q^2}\right), \quad \left[\frac{1}{T}\right]. \quad \text{(A17)}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Эффект поверхностного натяжения

Изменение α с температурой в атмосфере может быть предаставлено приближенным уравнением,

$$\alpha \simeq \alpha_0(1 - 0.0002(T - 291)), \quad \text{(B1)}$$

поэтому

$$\frac{1}{\alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial T} = \frac{1}{\alpha}(-0.0002\alpha_0) \simeq -0.0002. \quad \text{(B2)}$$

Сравним этот член с членом в правой части уравнения (16), обусловленным изменением температуры, при температуре 290 K

$$-0.0002/(-1/T) = 0.0002T \simeq 0.06 \sim 0.1. \quad \text{(B3)}$$

Как видно, влиянием поверхностного натяжения можно пренебречь.