МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 4 • 1988

УДК 533.6.011.8

ОБ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТЬЮ

КОГАН М. Н., НОСИК В. И.

Рассмотрено отражение звуковой волны, бегущей по насыщенному пару, от плоской поверхности конденсированной фазы. Показано, что интенсивность отраженной волны меньше, чем при отсутствии испарения, и немонотонно зависит от угла падения, причем положение минимума определяется коэффициентом конденсации и не зависит от вязких и теплопроводных свойств газа. Отмеченный эффект может быть использован для измерения коэффициента конденсации. Рассмотрена структура возникающих вблизи поверхности слоев. Обнаружен новый тип акустического течения, скорость которого порядка амплитуды звуковой скорости.

1. Рассмотрим отражение плоской звуковой волны, распространяющейся по насыщенному пару, от плоской поверхности конденсированной фазы. Так как плотность последней много больше плотности пара, преломленной волной пренебрегаем. Направим ось x по касательной к поверхности, ось y — по внешней нормали и введем следующие обозначения: ρ_*, T_*, $p_*=\rho_* RT_*$ — плотность, температура и давление невозмущенного газа; ω, $a=\sqrt{\varkappa RT_*}$, $L=2\pi a/\omega$ — частота, скорость распространения и длина звуковой волны ($\varkappa$ — показатель адиабаты газа, R — газовая постоянная); $M=V_*/a$ — акустическое число Маха, V_* — амплитуда колебания скорости; $\mathrm{Kn}=2\pi\mu(L\rho_* a)^{-1}\equiv\mu\omega(\varkappa p_*)^{-1}$ — число Кнудсена, μ — вязкость газа; $\mathrm{Pr}=c_p\mu/\lambda$ — число Прандтля, λ — теплопроводность газа; uMa, vMa, $pM\varkappa p_*$, $\rho M\rho_*$, TMT_* — тангенциальная и нормальная к стенке скорости, акустические добавки к давлению, плотности и температуре. Тогда, обезразмерив координаты на $L(2\pi)^{-1}$ и время на ω^{-1}, в пренебрежении второй вязкостью уравнения Навье — Стокса и уравнение состояния для безразмерных добавок можно записать в виде

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+M\left(\rho\frac{\partial u}{\partial x}+\rho\frac{\partial v}{\partial y}+u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}\right)=0 \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+M\left(\rho\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)+O(M^2)=$$
$$=-\frac{\partial p}{\partial x}+\mathrm{Kn}\left[\frac{4}{3}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{1}{3}\frac{\partial^2 v}{\partial x\,\partial y}\right]+O(M\,\mathrm{Kn}) \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+M\left(\rho\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right)+O(M^2)=$$
$$=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mathrm{Kn}\left[\frac{4}{3}\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{1}{3}\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y}\right]+O(M\,\mathrm{Kn}) \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+M\left(\rho\frac{\partial T}{\partial t}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)+O(M^2)=$$

$$=\frac{\mathrm{Kn}}{\mathrm{Pr}}\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right]+(\varkappa-1)\frac{\partial p}{\partial t}+M\left(u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p}{\partial y}\right)+O(M\,\mathrm{Kn})$$

$$\varkappa p=\rho+T+O(M) \tag{1.4}$$

Граничные условия при $y=0$ — обобщенное условие Герца — Кнудсена, которое ставится вместо условия непротекания, условие скачка температуры и условие на тангенциальную скорость [1—3] — запишем в виде

$$v=\beta_1\left[(kT'-p)+\beta_2\frac{\mathrm{Kn}}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial y}\right]+O(M) \tag{1.5}$$

$$T-T'=\left[-\beta_3 v+\beta_4\frac{\mathrm{Kn}}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial y}\right]+O(M),\quad u=O(\mathrm{Kn})$$

$$k=\frac{T_*}{\varkappa p_e}\frac{\partial p_e}{\partial T}=\frac{Q}{\varkappa RT_*}$$

Здесь p_e — давление насыщенного пара, Q — теплота испарения, штрихом отмечены величины, относящиеся к конденсированной фазе. Безразмерные коэффициенты β_i определяются при решении задачи о слое Кнудсена и зависят от коэффициента конденсации σ. Решение модельного уравнения БГК, например, дает [4]

$$\beta_1=\frac{\sigma}{1-0{,}411\sigma}\sqrt{\frac{\varkappa}{2\pi}},\quad \beta_2=0{,}128\frac{\sqrt{2\pi\varkappa}}{\varkappa-1},\quad \beta_3=0{,}44\sqrt{\frac{\varkappa}{2}},\quad \beta_4=\frac{\sqrt{2\varkappa}}{\varkappa-1}$$

Поскольку в граничные условия входит температура конденсированной фазы T', совместно с (1.1)—(1.5) необходимо решать уравнение теплопроводности в конденсированной фазе с соответствующими граничными условиями баланса энергии на испаряющейся поверхности и затухания возмущений в глубине конденсированной фазы

$$\frac{\partial T'}{\partial t}=\delta^2\frac{\partial^2 T'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T'}{\partial y'^2} \tag{1.6}$$

$$-\gamma\delta^{-1}\frac{\partial T'}{\partial y'}=v-\frac{\lambda}{\lambda'}\gamma\frac{\partial T}{\partial y}+O(M)\qquad (y=0) \tag{1.7}$$

$$T'=0\quad (y'\to-\infty)$$

$$\delta^2=\frac{\lambda'(2\pi)^2}{\rho'c'\omega L^2},\qquad \gamma=\frac{\lambda' T_* 2\pi}{L\rho_* a Q}$$

Здесь δ — отнесенный к длине волны характерный размер прогретого слоя, $y'=y\delta^{-1}$.

Рассматривается случай $M\ll 1$, $\mathrm{Kn}\ll 1$, $\mathrm{Pr}=O(1)$. Если безразмерные производные в газе порядка единицы, то, опустив в уравнениях (1.1)—(1.4) члены $O(M)$, $O(\mathrm{Kn})$ и более высокого порядка, получим линеаризованные уравнения Эйлера

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0,\qquad \frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=-\frac{\partial p}{\partial y},\qquad \frac{\partial T}{\partial t}=(\varkappa-1)\frac{\partial p}{\partial t}$$

В этом акустическом приближении для нахождения отраженной волны при $y=0$ достаточно задать $v(t, x)$. Однако в полученном таким образом решении температура газа у стенки не равна температуре стенки и $u(y=0)\neq 0$. На неиспаряющейся неподвижной стенке $(v(y=0)=0)$ образуется вязкий и теплопроводный пограничный слой, исследованный в работах [5, 6]. Толщина этого слоя и нормальная скорость v в нем порядка $O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$. Очевидно, и на испаряющейся стенке между внешней акустической областью, описываемой уравнениями (1.8), и стенкой должен существовать пограничный слой. Рассмотрим структуру этого слоя.

Пусть ε и v_* — характерные значения толщины слоя и скорости $v(t, x, y)$ в слое соответственно. Введем новые переменные: $X=x$, $Y=y\varepsilon^{-1}$, $V=vv_*^{-1}$ и запишем уравнения (1.1)—(1.4) и граничные условия (1.5) в этих переменных

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial u}{\partial X}+\frac{v_*}{\varepsilon}\frac{\partial V}{\partial Y}+O(M)+O\left(\frac{v_*M}{\varepsilon}\right)=0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+O(M)+M\frac{v_*}{\varepsilon}V\frac{\partial u}{\partial Y}=-\frac{\partial p}{\partial X}+\frac{\mathrm{Kn}}{\varepsilon^2}\frac{\partial^2 u}{\partial Y^2}+O\left(\mathrm{Kn}\frac{v_*}{\varepsilon}\right)$$

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial p}{\partial Y}=O(v_*)+O\left(\mathrm{Kn}\frac{v_*^2}{\varepsilon^2}\right)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+O(M)+M\frac{v_*}{\varepsilon}V\frac{\partial T}{\partial Y}=\frac{\mathrm{Kn}}{\mathrm{Pr}\,\varepsilon^2}\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}+$$
$$+(\varkappa-1)\frac{\partial p}{\partial t}+O\left(M\frac{v_*}{\varepsilon}\right)$$

$$v_*V=\beta_1(kT'-p)+O\left(\frac{\mathrm{Kn}}{\varepsilon}\right)+O(M) \tag{1.9}$$

$$T-T'=-\beta_3Vv_*+O\left(\frac{\mathrm{Kn}}{\varepsilon}\right)+O(M),\qquad u=O\left(\frac{\mathrm{Kn}}{\varepsilon}\right)$$

В зависимости от теплопроводности стенки, теплоты испарения, частоты волны скорость v_* может принимать различные значения. Из всего разнообразия возможных типов течений рассмотрим лишь два характерных случая.

Случай 1. Пусть $v_*=O(\varepsilon)$. Сравнивая теплопроводные и вязкие члены с нестационарными, получаем, что толщина слоя $\varepsilon\sim\sqrt{\mathrm{Kn}}$. Уравнения в главном приближении принимают вид

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial u}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{1.10}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial p}{\partial X}+\frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} \tag{1.11}$$

$$\frac{\partial p}{\partial Y}=0 \tag{1.12}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{1}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}+(\varkappa-1)\frac{\partial p}{\partial t} \tag{1.13}$$

Случай 2. Пусть теперь $v_*=O(1)$. При $M\ll\sqrt{\mathrm{Kn}}$ получаем, что аналогично случаю 1 толщина слоя порядка $\sqrt{\mathrm{Kn}}$. Уравнение неразрывности сводится к $\partial V/\partial Y=0$, остальные — те же, что в случае 1. Таким образом, вблизи поверхности образуется вязкий пограничный слой, и по классификации [4] испарение будет «слабым».

Эта ситуация для прямого падения волны рассмотрена в [7]. Для наклонного падения волны результаты получены для случая бесконечно теплопроводной стенки. В этой работе выделение слоя не приводилось, а непосредственно отыскивалось решение линеаризованных уравнений Навье — Стокса совместно с (1.6) и граничными условиями (1.5), (1.7). Как будет показано ниже, выделение асимптотически характерных областей позволяет избежать учета внепорядковых членов и упрощает решение, что особенно проявляется при изучении более сложных ситуаций, например при падении косой волны.

При $M \gg \sqrt{\mathrm{Kn}}$, сравнивая нестационарные члены с конвективными, получаем, что толщина слоя $\varepsilon = O(M)$, уравнения при этом принимают вид

$$\frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{1.14}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + V\frac{\partial u}{\partial Y} = -\frac{\partial p}{\partial X} \tag{1.15}$$

$$\frac{\partial p}{\partial Y} = 0 \tag{1.16}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V\frac{\partial T}{\partial Y} = (\varkappa - 1)\frac{\partial p}{\partial t} \tag{1.17}$$

Таким образом, вблизи поверхности, над слоем Кнудсена, образуется невязкий слой, т. е. имеет место «сильное испарение».

2. Рассмотрим подробней случай 1. Течение в пограничном слое описывается теми же уравнениями, что и на неиспаряющей поверхности [8], вертикальная скорость v имеет тот же порядок $O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$. На неиспаряющейся поверхности наличие пограничного слоя вносит в отраженную волну поправки $O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$. Эти поправки существенны для оценки поглощения волны, так как коэффициент поглощения, обусловленный вязкостью и теплопроводностью в самой волне, порядка $O(\mathrm{Kn})$.

Испарение с характерной скоростью $v_* = O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$ изменяет течение в слое на свою величину и, следовательно, изменяет на свою величину поглощение волны, обусловленное этим слоем. Действительно, пусть падает волна

$$[p,\ u,\ v,\ T,\ \rho] = p_0[1,\ \alpha,\ -\sqrt{1-\alpha^2},\ (\varkappa-1),\ 1]\sin\,(t - \alpha x + \sqrt{1-\alpha^2}\,y)$$

где $\alpha = \sin\theta$, θ — угол падения.

Тогда на внешней границе вязкого слоя в главном приближении (пренебрегая величинами $O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$) отраженная волна та же, что и в классической акустике при отражении от плоской пластины ($v(y=0)=0$); из решения (1.8) при $v(y=0)=0$ имеем

$$[p_\infty,\ u_\infty,\ T_\infty] = 2p_0[1,\ \alpha,\ (\varkappa-1)]\sin\,(t - \alpha x) \tag{2.1}$$

Так как p постоянно поперек слоя, то

$$p(Y=0) = 2p_0 \sin\,(t - \alpha x) \tag{2.2}$$

Из (1.7) — (1.9) получаем, что на стенке ($Y=0$)

$$T' = k^{-1}p_\infty, \quad u = 0, \quad T = T' \tag{2.3}$$

Решение уравнений (1.11) и (1.13) будем искать в виде

$$u = u^\circ e^{-Y/\sqrt{2}}\sin\,(t - \alpha X - Y/\sqrt{2} + \varphi^\circ) + u_\infty \tag{2.4}$$

$$T = T^\circ e^{-Y\sqrt{\mathrm{Pr}/2}}\sin\,(t - \alpha X - Y\sqrt{\mathrm{Pr}/2} + \psi^\circ) + T_\infty \tag{2.5}$$

так как вторые производные от $u_\infty(t, x, y)=u_\infty(t, X, \varepsilon Y)$ и $T_\infty(t, x, y)=T_\infty(t, X, \varepsilon Y)$ по Y имеют порядок $\varepsilon^2=O(\mathrm{Kn})$.

Тогда из граничных условий (2.2)—(2.3) имеем

$$\varphi^\circ=\psi^\circ=0,\quad u^\circ=-2p_0\alpha,\quad T^\circ=2p_0(k^{-1}+1-\varkappa)$$

Из решения уравнения (1.6) с граничными условиями $T'(0)=k^{-1}p_\infty$ и $T'(-\infty)=0$ находится производная $\partial T'/\partial Y$ и из (2.5) — производная $\partial T/\partial Y$ при $Y=0$. Тогда из (1.7) находится скорость испарения $V(t, X, Y=0)$ и из уравнения (1.10) находится $V(t, X, Y)$.

Заметим, что полученное таким образом решение справедливо лишь для таких значений Q, λ' и k, при которых $v_*=O(\sqrt{\mathrm{Kn}})$. Так, например, при большой теплопроводности стенки $T'(0)=0$ и $v_*=O(1)$. Эта ситуация относится уже к случаю 2.

3. Рассмотрим случай 2 при $\delta\ll 1$, $\gamma\delta^{-1}=O(1)$, $\lambda\lambda'^{-1}\gamma\ll 1$. Тогда уравнение (1.6) и граничные условия (1.7) принимают вид

$$\frac{\partial T'}{\partial t}=\frac{\partial^2 T'}{\partial y'^2},\quad V(y=0)=-\frac{\gamma}{\delta}\frac{\partial T'}{\partial y'},\quad T'(y'\to-\infty)=0 \tag{3.1}$$

Поскольку, согласно уравнениям (1.14) и (1.16), p и V постоянны поперек слоя, то уравнения акустики (1.8) с граничными условиями (1.9) совместно с задачей (3.1) могут быть решены до выяснения структуры слоя.

Решение ищем в виде

$$[p, u, v, T, \rho]=p_0[1, \alpha, -\sqrt{1-\alpha^2}, (\varkappa-1), 1]\sin(t-\alpha x+\sqrt{1-\alpha^2}y)+$$
$$+p_1[1, \alpha, \sqrt{1-\alpha^2}, (\varkappa-1), 1]\sin(t-\alpha x-\sqrt{1-\alpha^2}y+\varphi) \tag{3.2}$$

$$T'=T_1'e^{y'/\sqrt{2}}\sin(t-\alpha x+y'/\sqrt{2}+\psi) \tag{3.3}$$

где p_0 задано, а неизвестные p_1, T_1', φ и ψ находятся из граничных условий.

В результате имеем

$$R\equiv\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2=1-\frac{4\beta_1(1+\Delta)\Delta/\sqrt{1-\alpha^2}}{1+[1+\Delta+\beta_1\Delta/\sqrt{1-\alpha^2}]} \tag{3.4}$$

$$\operatorname{ctg}\varphi=\frac{1+(1+\Delta)^2}{2\beta_1\Delta}\sqrt{1-\alpha^2}-\frac{\beta_1\Delta}{2\sqrt{1-\alpha^2}} \tag{3.5}$$

$$\left(\frac{T_1'}{p_0}\right)^2=\left(\frac{8}{k}\right)\left[\left(1+\Delta+\frac{\beta_1\Delta}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right)^2+1\right]^{-1} \tag{3.6}$$

$$\operatorname{ctg}\psi=-1-2\Delta^{-1}\left(1+\frac{\beta_1}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right)^{-1}$$
$$\Delta=\frac{\sqrt{2}\gamma}{\beta_1 k\delta}=\frac{\sqrt{2}\varkappa}{\beta_1}\left(\frac{RT_*}{Q}\right)^2\frac{\rho'}{\rho_*}\frac{c'}{R}\sqrt{\frac{\omega\lambda'}{\rho'c'a^2}} \tag{3.7}$$

Коэффициент отражения звуковой волны R, даваемый (3.4), зависит от угла падения. Он имеет минумум

$$R_{\min}=1-\frac{4\Delta\sqrt{2/\Delta^2+2/\Delta+1}(1+\Delta)}{1+[1+\Delta+\Delta\sqrt{2/\Delta^2+2/\Delta+1}]^2},\quad \theta_{\min}=\arccos\left(\frac{\beta_1}{\sqrt{2/\Delta^2+2/\Delta+1}}\right)$$

Такой угол существует, так как $\beta_1<1$.

Значения $\theta_{\min}$ и $R_{\min}$ зависят от коэффициента β_1 (а следовательно, и от величины коэффициента конденсации) и не зависят от вязких и теплопроводных свойств газа. Зависимость $\theta_{\min}$ от коэффициента конденсации может оказаться удобной для экспериментального определения последнего.

Отметим, что в отличие от затухания волны в пристеночном вязком пограничном слое [6—7] в рассматриваемом случае отличие $\theta_{\min}$ от $\pi/2$ не мало.

При $\alpha\to 1$ $(\theta\to\pi/2)$, согласно (3.4)—(3.5), $p_1=p_0$, $\varphi=\pi$, т. е. волна отражается с той же амплитудой, но с обращенной фазой. С увеличением теплопроводности конденсированной фазы $T'\to 0$ и параметр Δ возрастает, вследствие чего значение $R_{\min}$ уменьшается. В предельном случае $\Delta\to\infty$ получаем $R_{\min}=0$, $\theta_{\min}=\arccos\beta_1$

$$R=\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2=\left[\frac{\sqrt{1-\alpha^2}-\beta_1}{\sqrt{1-\alpha^2}+\beta_1}\right]^2,\qquad \varphi=0,\qquad \psi=-\frac{\pi}{4} \tag{3.8}$$

Полученное внешнее акустическое решение не удовлетворяет граничным условиям для u и T на стенке. Распределение u и T в пограничном слое при $M\gg\sqrt{\mathrm{Kn}}$ описывается уравнениями (1.15) и (1.17) с граничными условиями при $Y=0$

$$T=T'-\beta_3 V,\quad u=0 \tag{3.9}$$

Общее решение уравнений (1.15) и (1.17) имеет вид

$$u=u_\infty+f_1\left(Y-\int V dt\right),\qquad T=T_\infty+f_2\left(Y-\int V dt\right) \tag{3.10}$$

Функции f_1 и f_2 находятся из граничных условий (3.9)

$$f_1(z)=-\alpha k_1\sin\left[\arccos\left(\frac{z}{\sqrt{1-\alpha^2}\,k_2}\right)+\varphi_1-\varphi_2\right] \tag{3.11}$$

$$f_2(z)=-k_3\sin\left[\arccos\left(\frac{z}{\sqrt{1-\alpha^2}\,k_2}\right)+\varphi_3-\varphi_2\right] \tag{3.12}$$

$$k_1^2=p_1^2+2p_0p_1\cos\varphi+p_0^2,\qquad k_2^2=p_1^2-2p_0p_1\cos\varphi+p_0^2$$

$$k_3^2=k_1^2[(\varkappa-1)+\beta_3\sqrt{1-\alpha^2}]^2[k_4-2k_4\cos(\psi-\varphi_1)+1],$$

$$k_4=T_1'[k_1((\varkappa-1)+\beta_3\sqrt{1-\alpha^2})]^{-1}$$

$$\varphi_1=\operatorname{arctg}\frac{(p_1/p_0)\sin\varphi}{(p_1/p_0)\cos\varphi+1},\qquad \varphi_2=\operatorname{arctg}\frac{(p_1/p_0)\sin\varphi}{(p_1/p_0)\cos\varphi-1}$$

$$\varphi_3=\operatorname{arctg}\frac{k_4\sin(\psi-\varphi_1)}{k_4\cos(\psi-\varphi_1)-1}$$

где φ — сдвиг по фазе между отраженной и падающей волной — дается в (3.5), p_1 — амплитуда отраженной волны в (3.4), T_1' дается в (3.6).

Граница слоя определяется из условия ограниченности единицей аргумента arccos и неотрицательности значения Y

$$Y_0=\sqrt{1-\alpha^2}(p_1-p_0)[\cos(t-\alpha X+\varphi)-1]$$

Эта граница — контактный разрыв между газом, находящимся «вдали» от стенки и выдуваемым при испарении и затем всасываемым при конденсации.

В частном случае бесконечно теплопроводной стенки, согласно (3.8), $\varphi=0$, в результате чего имеем

$$u=\alpha(p_0+p_1)\left\{\sin(t-\alpha X)-\sin\left[\arccos\left(\frac{Y}{\sqrt{1-\alpha^2}\,(p_1-p_0)}+\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+\cos(t-\alpha X)\right)\right]\right\}$$

$$T=(\varkappa-1)(p_0+p_1)\left\{\sin(t-\alpha X)-\left[1+\frac{\beta_3\sqrt{1-\alpha^2}\,(p_1-p_0)}{(\varkappa-1)(p_1+p_0)}\right]\times\right.$$

$$\left.\times\sin\left[\arccos\left(\frac{Y}{\sqrt{1-\alpha^2}\,(p_1-p_0)}+\cos(t-\alpha X)\right)\right]\right\}$$

Эти соотношения удовлетворяют граничным условиям на поверхности испарения, а также условиям стыковки с внешним решением.

В то же время при конечной теплопроводности конденсированной фазы скорость u и температура T, даваемые (3.10)—(3.12), хотя и удовлетворяют граничным условиям при $Y=0$, но терпят постоянный по времени и по X разрыв на внешней границе

$$\Delta u=-\alpha k_1\sin(\varphi_1-\varphi_2),\quad \Delta T=-k_3\sin(\varphi_3-\varphi_2) \tag{3.13}$$

Эти скачки скорости и температуры размываются из-за вязкости и теплопроводности газа на временах $t\gg 1/\sqrt{\mathrm{Kn}}$, изменяя состояние газа вдали от стенки, т. е. газ начинает двигаться со скоростью (3.13). Это явление аналогично известному эффекту «звукового ветра», наблюдаемому при затухании неоднородных звуковых волн [8—10], однако скорость данного акустического течения пропорциональна амплитуде волны, в то время как в известных типах акустических течений скорость пропорциональна квадрату амплитуды.

Отметим, что полученные выше результаты справедливы при отсутствии объемной конденсации. Такое предположение оправданно вследствие малости пресыщения для относительно больших частот, когда количество сконденсировавшегося газа за полупериод мало по сравнению с возмущенным значением плотности Δn,

$$J\omega^{-1}/\Delta n\ll 1. \tag{3.14}$$

Оценка скорости конденсации J по Френкелю — Зельдовичу [11] дает

$$J=\frac{\sigma p_*}{\sqrt{2\pi mkT_*}}n_*2v_1\left(\frac{\alpha}{kT_*}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{16\pi}{3}\left(\frac{\alpha v_1^{2/3}}{kT_*}\right)^3\frac{1}{M^2}\right]$$

Здесь α — коэффициент поверхностного натяжения, v_1 — объем, приходящийся на одну молекулу жидкости, m — масса молекулы. Для воды при температуре порядка 300 К, давлении 10^5 Па, $\sigma=1$ и $M=0{,}1$ из неравенства (3.14) получаем

$$\omega\gg J/\Delta n\simeq 10^7\exp(-8000)$$

что заведомо выполняется. Таким образом, сделанные предположения оправданны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коган М. Н., Макашев Н. К.* О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 6. С. 3—11.
2. *Муратова Т. М., Лабунцов Д. А.* Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7. № 5. С. 959—967.
3. *Cipolla J. W., Lang H., Loyalka S. K.* Kinetic theory of condensation and evaporation // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. № 1. P. 69—77.
4. *Макашев Н. К.* Испарение, конденсация и гетерогенные химические реакции при малых значениях числа Кнудсена // Уч. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 3. С. 49—62.

5. *Herzfeld K. F.* Reflection of Sound // Phys. Rev. 1938. V. 53. No. 899—906.
6. *Константинов Б. П.* Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. Л.: Наука, 1974. 144 с.
7. *Robnik M., Kuscer I., Lang H.* Influence of evaporation and condensation upon sound reflection: // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1979. V. 22. № 3. P. 461—467.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
9. *Зарембо Л. К.* Акустические течения // Физика и техника мощного ультразвука/Под ред. Л. Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. С. 87—128.
10. *Ниборг В.* Акустические течения // Физическая акустика/Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1969. Т. 2. Ч. Б. С. 302—377.
11. *Стернин Л. Е.* Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.

Москва

Поступила в редакцию
25.V.1987