

03;08  
©1993

## ВАКУУМНАЯ ОТКАЧКА И РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЗОВ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

*О.Е.Александров, В.Д.Селезнев*

Проблема акустических течений, возбуждаемых ПАВ в газовом окружении, относительно нова, но уже существуют исследования, посвященные данной теме. В [1] исследовано течение вязкой сжимаемой среды в плоской бесконечной щели при распространении ПАВ, в частности, предсказаны резонансные эффекты увлечения газа и затухания ПАВ. Предсказанная в [1] пропорциональность скорости движения газа квадрату скорости смещения в ПАВ  $V_e \sim (a \cdot \omega)^2$ , ( $a$  и  $\omega$  — амплитуда и круговая частота ПАВ) так же, как и резонансное увлечение газа, наблюдались в эксперименте. В [2-4] исследовано рассеяние падающего максвелловского потока газа на поверхности возбужденной ПАВ в свободно-молекулярном режиме. Использовались две модели, различающиеся по представлению ПАВ в твердом теле: фоновая модель [2] и модель деформации сплошной среды [3,4]. Давая сходные предсказания зависимости скорости увлечения  $V_e$  (средней скорости рассеянных на ПАВ молекул) от амплитуды ПАВ ( $V_e \sim a^2$ , а также от массы молекулы газа  $m$ )  $V_e$  не зависит от  $m$ , они не совпадают в предсказании частотной и температурной зависимостей:  $V_e \sim \omega^{3/2}$  и  $V_e \sim (T)^{1/2}$  — для фоновой модели,  $V_e \sim \omega^2$  и не зависит от  $T$  — для модели сплошной среды.

Мы предлагаем для расчета взаимодействия ПАВ с газом в свободномолекулярном режиме модель на базе представления твердого тела сплошной средой и рассматривающую иной механизм передачи импульса молекулам газа. Главное отличие от аналогичных расчетов в [3,4] — учет угловых ограничений, которые накладывает искажение формы поверхности твердого тела распространяющейся ПАВ на поток рассеивающихся на ней молекул (см. рис. 1). Данный механизм порождает пропорциональность  $V_e$  первой степени ( $a/\lambda$ ), следовательно, он будет доминировать при малых амплитудах ( $a/\lambda$ )  $\ll 1$ .

Пусть по бесконечной плоской границе твердого тела, совпадающей с плоскостью  $XOZ$  системы координат, в направлении оси  $OX$  распространяется плоская ПАВ. Пред-

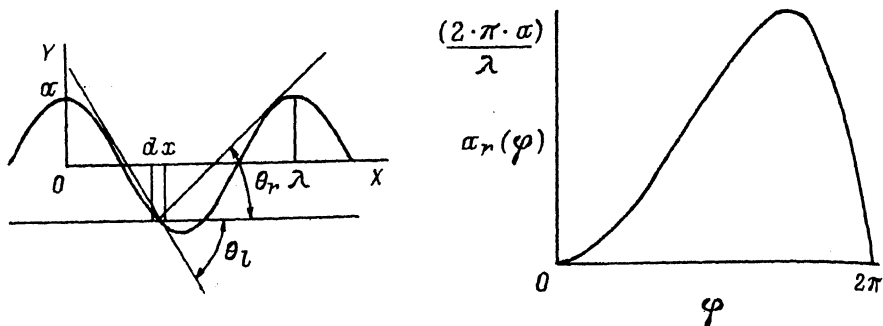


Рис. 1. Ограничения на углы вылета молекул с поверхности и функция  $\alpha_r(\varphi)$ .

полагаем абсолютно диффузное рассеяние молекул газа на поверхности

$$f_s(v, \varphi) = n(\varphi) \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} \left( v_x^2 + (v_y - u_y(\varphi))^2 + v_z^2 \right) \right\},$$

где  $\varphi = 2\pi(x - C_s t)/\lambda$  — фаза ПАВ, при которой молекула покинула поверхность твердого тела,  $u_y(\varphi)$  — скорость поперечного смещения в ПАВ,  $C_s$  — фазовая скорость ПАВ,  $t$  — время. Величину смещения в ПАВ считаем малой ( $a \ll \lambda$ ) и заданной как  $\Delta y(\varphi) = a \cdot \cos(\varphi)$ , а скорость смещения  $u_y(\varphi) = a \cdot \omega \cdot \sin(\varphi)$ , продольную компоненту ПАВ не рассматриваем и затуханием ПАВ пренебрегаем.

У молекулы, покинувшей при некоторой фазе  $\varphi$  элемент поверхности  $dx$ , есть две возможности: либо вылететь за пределы слоя толщиной порядка двух амплитуд и покинуть ПАВ, либо вновь столкнуться с соседним участком деформированной поверхности твердого тела. Что именно произойдет, определяется скоростью и углом вылета молекулы с поверхности. Условия для скорости  $v$ , при которых молекула покидает пределы ПАВ, не столкнувшись вновь с поверхностью —

$$\begin{cases} v_y > \alpha_l(\varphi) \cdot (v_x - C_s) \\ v_y > \alpha_r(\varphi) \cdot (v_x - C_s) \end{cases} \quad (1)$$

где  $\alpha_l$  и  $\alpha_r$  — тангенсы углов  $\theta_l$  и  $\theta_r$ , ограничивающих вылет молекулы слева и справа из-за деформации поверхности ПАВ (см. рис. 1).

Величина средней скорости молекул  $V_e$ , рассеянных на элементе поверхности  $dx$ , которые заведомо вылетают в объем газа (1), будет

$$\langle V_e \rangle = \frac{a \cdot \omega}{2\sqrt{\pi}} \cdot \langle \alpha_r^*(\varphi) \rangle \cdot \frac{\operatorname{erf}(C_s^*)}{|C_s^*|} + 0 \left( \left( \frac{a}{\lambda} \right)^2 \right), \quad (2)$$

где  $C_s^* = C_s \cdot \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2}$ ,  $a_r^*(\varphi) = \left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right) \cdot \alpha_r(\varphi)$  и  $\langle \alpha_r^*(\varphi) \rangle = 0.52$  для синусоидальной поверхности ПАВ.

Мы фактически пренебрегли пульсациями плотности рассеиваемых на поверхности молекул, однако в [3,4] показано, что колебания поверхности, вызванные ПАВ, способны исказить плотность лишь на величину  $\Delta n \leq (a/\lambda) \cdot \langle n \rangle$ , а из уравнения непрерывности следует  $\langle \Delta n(\varphi) \rangle = 0$ , т.е. эти пульсации могут сказаться только при учете второго порядка возмущения.

Скорость увлечения (2) пропорциональна первой степени амплитуды и частоты ПАВ  $V_e \sim (a \cdot \omega)$ , это отличается от вязкого случая, где  $V_e \sim (a \cdot \omega)^2$  и свидетельствует об ином механизме передачи импульса в газ. В вязком пределе основой служит излучение в газ звуковой волны. В свободномолекулярном режиме звуковые волны не способны существовать, так как характерная длина поглощения становится сравнимой с длиной волны звука в газе. Передача импульса происходит в результате прямого взаимодействия рассеиваемых молекул с деформированной ПАВ поверхностью, причем молекулы имеют достаточно длинный свободный пробег  $l \gg \lambda$  и те из них, которые двигаются почти параллельно исходной (невозмущенной) поверхности ("скользящие молекулы"), способны "чувствовать" деформацию соседних участков. Особую роль "скользящих молекул" в механизме увлечения газа ПАВ отмечают и авторы [2], но с позиций вероятности поглощения звукового фона. Второй сомножитель в (2) описывает реальную форму деформированной поверхности. Третий член (2) описывает зависимость  $V_e$  от параметра газа. В низкотемпературной области зависимость от  $T$  совпадает с [2]:  $V_e \sim T^{1/2}$ . Наличие зависимости от массы — принципиальное отличие от моделей [2,3].

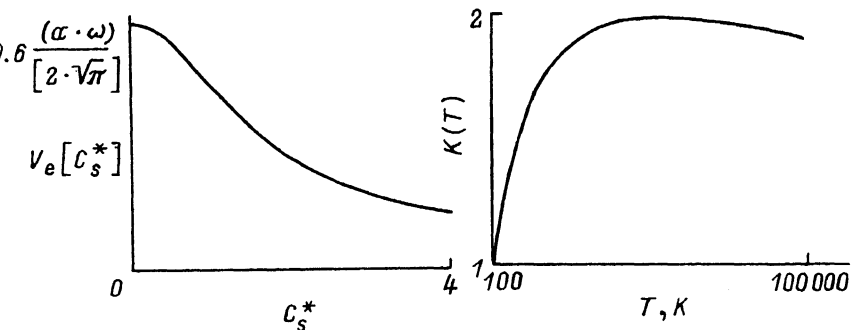


Рис. 2. Зависимости скорости увлечения газа от относительной фазовой скорости ПАВ  $C_s^*$  и зависимость коэффициента разделения смеси He-Xe от температуры при  $(\pi(\alpha/a))/(W(h/L)\lambda) = 1$ .

При частоте 1000 МГц  $a = 10^{-9}$  м,  $T = 300$  К,  $C_s = 3500$  м/с, скорость течения составит 0.1 м/с для гелия и 0.02 м/с для ксенона. Высокие значения скорости движения газа позволяют использовать эффект увлечения как насос для перекачивания газа. В свободномолекулярном режиме для щели длиной  $L$  и высотой  $h$ , считая течения, вызванные ПАВ и  $\Delta n$  независимыми, можно получить

$$n(x) = n_0 \exp \left( \frac{\pi \langle \alpha_r^* \rangle a}{W(h/L) \lambda} \operatorname{erf}(C_s^*) \frac{x}{L} \right) \quad \text{или} \quad \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \sim \frac{L a}{h \lambda} \operatorname{erf}(C_s^*),$$

где  $W(h/L)$  — коэффициент Клаузинга. То есть при  $(L/h) \sim (\lambda/a) \Delta n \sim \langle n \rangle$ , что делает возможным насос на основе эффекта увлечения газа ПАВ. Для смеси газов  $i$  и  $j$  коэффициент разделения на щели

$$K_s = \exp \left\{ \frac{\pi \langle \alpha_r^* \rangle a}{W(h/L) \lambda} (\operatorname{erf}(C_{si}^*) - \operatorname{erf}(C_{sj}^*)) \right\}.$$

Разделение эффективно для высоких температур и имеет максимум (см. рис. 2).

В заключение можно сказать о необходимости экспериментального исследования эффекта увлечения газа ПАВ, так как только эксперимент выяснил бы адекватность той или иной модели эффекта.

### Список литературы

- [1] Александров О.Е., Елфимов А.А., Породнов Б.Т., Селезнев В.Д., Флягин А.Г. // Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 6. С. 961–965.
- [2] Борман В.Л., Крылов С.Ю., Харитонов А.М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 5. С. 1668–1683.
- [3] Terry P., Strandberg M.W.P. // J. Appl. Phys. 1981. V. 5. N 6.
- [4] Александров О.Е., Селезнев В.Д. // Поверхность. 1991. № 9. С. 33–39.

Уральский государственный  
технический университет  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
29 июня 1993 г.