АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 1, с. 5 - 8

УДК 533.6.011+534.28-18

АКУСТИЧЕСКОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА, ВОЗБУЖДЕННОЙ ВОЛНОЙ РЭЛЕЯ

© 1994 г. О. Е. Александров, В. Д. Селезнев

Уральский государственный технический университет – УПИ
620002 Екатеринбург

Поступила в редакцию 28.05.93 г.

На основе предложенной модели взаимодействия поверхностной акустической волны (ПАВ) с газовым окружением в свободномолекулярном режиме по длине ПАВ предсказан новый граничный кинетический эффект, похожий на классические граничные эффекты, такие как тепловое или диффузионное скольжение газа, но вызванный распространением ПАВ. Приведена функциональная зависимость эффекта от параметров газа и ПАВ. Скольжение возникает благодаря несимметричным угловым ограничениям потока рассеиваемого газа из-за деформации поверхности твердого тела ПАВ.

Поверхностные акустические волны (ПАВ) всегда привлекали пристальное внимание исследователей. С одной стороны, это важный компонент радиоэлектронных устройств, с другой – привлекательный инструмент тонкого исследования взаимодействия газа с твердым телом ввиду уникальной возможности внесения на границу раздела газ–твердое тело регулярного и точно дозируемого возмущения.

Традиционно в вопросе взаимодействия ПАВ–газ выделялись два аспекта: затухание ПАВ из-за газового нагружения и возбуждение в газе акустического течения благодаря воздействию ПАВ на газ. Проблема акустических течений, возбуждаемых ПАВ, относительно нова, но уже существует значительное число исследований (главным образом теоретических), посвященных данной теме. В [1] исследована реакция вязкой сжимаемой среды в плоской бесконечной щели при распространении ПАВ, в частности предсказаны резонансные эффекты в акустическом течении. Здесь и далее термины "свободномолекулярный" и "вязкий" используются применительно к числу Кнудсена, определенному как $\mathrm{Kn} = (l/\lambda)$, если не оговорено иное, где λ – длина волны ПАВ, l – средняя длина свободного пробега в газе. Расчеты [1] получили экспериментальное подтверждение предсказанной пропорциональности скорости движения газа V_e квадрату скорости смещения в ПАВ ($V_e \sim (a\omega)^2$, где a и ω – амплитуда и круговая частота ПАВ). В [2 - 4] исследована реакция падающего максвелловского потока газа на отражение от ПАВ в свободномолекулярном режиме. К сожалению, для этого случая отсутствуют достоверные эксперименты, а теории расходятся в результатах. В литературе приводятся две модели, различающиеся по представлению ПАВ: фононная модель [2] и модель деформации сплошной среды [3, 4]. Они дают 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. Однако частотная характеристика предсказывается по разному $V_e \sim \omega^{5/2}$ – для фононной модели и $V_e \sim \omega^2$ – для модели сплошной среды. Это различие тем более странно, что существует диапазон частот ПАВ, где оба подхода справедливы и, следовательно, должны приводить к одинаковым результатам.

В настоящей работе предлагается модель для расчета взаимодействия ПАВ с газом в свободномолекулярном режиме, модель базируется на представлении твердого тела сплошной средой и в отличие от упомянутых рассматривает иной механизм передачи импульса молекулам газа и, как следствие, иную зависимость V_e от амплитуды и частоты ПАВ и массы молекулы газа. Основное отличие от аналогичного расчета в [3, 4] – учет тех угловых ограничений, которые накладывает искажение формы поверхности твердого тела распространяющейся ПАВ на поток рассеивающихся на ней молекул (рис. 1). В этой модели скорость увлечения газа пропорциональна первой степени (a/λ). Поэтому предложенный механизм будет доминировать при $(a/\lambda) \ll 1$ над остальными [2 - 4], дающими более слабую зависимость от (a/λ).

Итак, рассмотрим бесконечную плоскую границу между твердым телом и газом, совпадающую с плоскостью XOZ системы координат, по которой в направлении оси OX распространяется в твердом теле плоская ПАВ. Предполагаем абсолютно диффузное рассеяние молекул газа на поверхности твердого тела, т.е. любой элемент

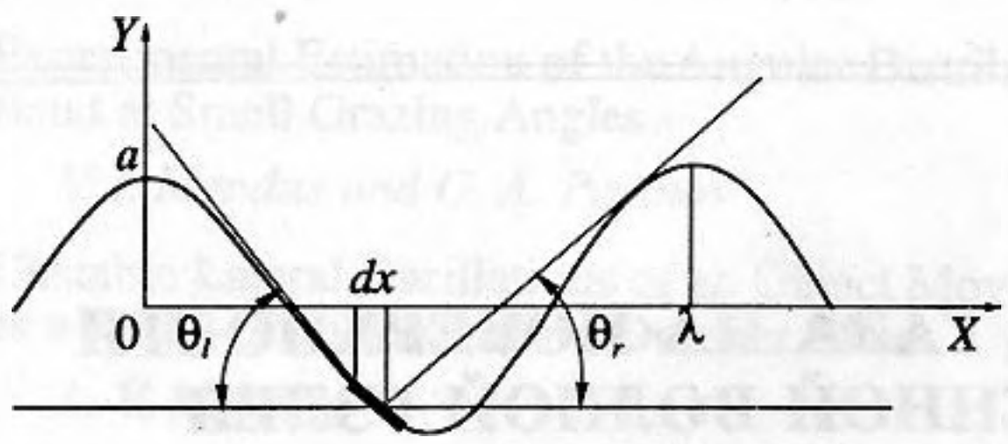

Рис. 1. Ограничения, накладываемые на углы вылета молекул с поверхности ПАВ.

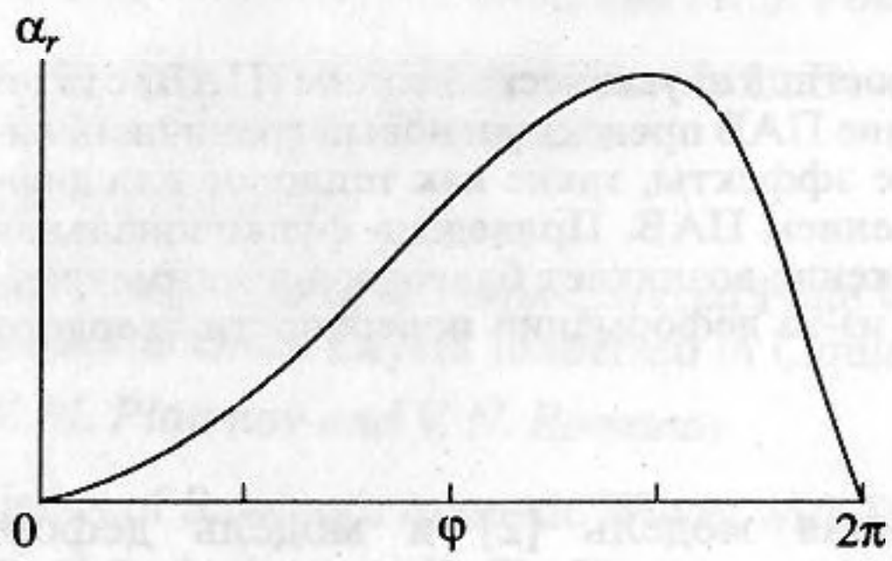

Рис. 2. Функция $\alpha_r(\varphi)$; $\max\{\alpha_r(\varphi)\} = 2\pi a/\lambda$.

поверхности рассеивает молекулы с функцией распределения

$$f_s(\mathbf{v}, \varphi) = n(\varphi)\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \times \exp\left\{-\frac{m}{2kT}\left(v_x^2 + (v_y - u_y(\varphi))^2 + v_z^2\right)\right\}, \quad (1)$$

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

Очевидно, что у молекулы, покинувшей в некоторый момент времени участок dx, есть две возможности: либо вылететь за пределы слоя толщиной порядка двух амплитуд и покинуть ПАВ, либо вновь столкнуться с другим участком поверхности твердого тела. Что именно произойдет с данной молекулой, определяется ее скоростью и углом вылета с поверхности. Путем несложных вычислений можно получить условия для v, при которых молекула покидает пределы ПАВ, не столкнувшись вновь с поверхностью

$$\begin{cases} v_y > \alpha_l(\varphi)\,(v_x - C_{\text{saw}}), \\ v_y > \alpha_r(\varphi)\,(v_x - C_{\text{saw}}), \end{cases} \quad (2)$$

где α_l и α_r – тангенсы углов θ_l и θ_r, ограничивающих вылет молекулы слева и справа ввиду деформации поверхности ПАВ

$$\alpha_l(\varphi) = -\alpha_r(2\pi - \varphi), \quad (3)$$

причем они зависят только от фазы вылета молекулы (рис. 1). Функциональная зависимость $\alpha_r(\varphi)$ определяется трансцендентным уравнением, очевидным из рис. 1, график функции $\alpha_r(\varphi)$ для синусоидальной поверхности ПАВ приведен на рис. 2.

Вычислим теперь величину средней скорости молекул, покидающих элемент поверхности dx, причем только тех, которые заведомо вылетят в объем газа

$$V_e(\varphi) = \frac{1}{\langle n\rangle}\int\limits_{(\mathbf{v})} d\mathbf{v}\, v_x f_s(\mathbf{v}, u_y, \varphi). \quad (4)$$

Подставив в (4) выражение для f_s (1) и учтя ограничения, накладываемые на v (2) в пределах интегрирования, получим (интеграл по dv_z взят)

$$V_e(\varphi) = \frac{1}{\pi}\frac{n(\varphi)}{\langle n\rangle}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}\int\limits_0^\infty dc_y \times \exp\{-(c_y - u_y^*(\varphi))^2\}\int\limits_{b_1}^{b_2} dc_x \exp\{-c_x^2\}, \quad (5)$$

где $c_i = v_i(m/2kT)^{1/2}$, $u_y^* = u_y(m/2kT)^{1/2}$, $C_{\text{saw}}^* = C_{\text{saw}}(m/2kT)^{1/2}$, $b_1 = c_y/\alpha_l(\varphi) + C_{\text{saw}}^*$, $b_2 = c_y/\alpha_r(\varphi) + C_{\text{saw}}^*$. Интегрирование (5) приводит к следующему результату:

$$V_e(\varphi) = \frac{n(\varphi)}{\langle n\rangle}\frac{a\omega}{4\sqrt{\pi}}(\alpha_r^*(\varphi) - \alpha_l^*(\varphi)) \times \frac{\operatorname{erf}(C_{\text{saw}}^*)}{|C_{\text{saw}}^*|} + O\left(\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2\right), \quad (6)$$

где $\alpha_r^*(\varphi) = (\lambda/2\pi a)\alpha_r(\varphi)$. Усреднение (6) по всем возможным φ с учетом (3) даст среднюю скорость молекул газа, рассеявшихся на поверхности возмущенной ПАВ

$$\langle V_e\rangle = \frac{a\omega}{2\sqrt{\pi}}\langle\alpha_r^*(\varphi)\rangle\frac{\operatorname{erf}(C_{\text{saw}}^*)}{|C_{\text{saw}}^*|} + O\left(\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2\right), \quad (7)$$

где $\langle\alpha_r^*(\varphi)\rangle = 0.52$ для синусоидальной поверхности ПАВ. Заметим, что интеграл (5) не совсем точно учитывает поперечную скорость смещения в ПАВ, точный нижний предел интегрирования по dv_y должен быть не 0, а $\max(u_y(\varphi), 0)$ – это учло бы тот факт, что при $\varphi \in [0 \ldots \pi]$ ПАВ не излучает

молекул со скоростями, меньшими чем $u_y(\varphi) > 0$, и более точное решение задачи

$$\langle V_e \rangle = \frac{a\omega}{4\sqrt{\pi}}\left(\left\langle \alpha_r^*(\varphi)\mathrm{erf}\left(C_{\mathrm{saw}}^*\left(1-\frac{\sin(\varphi)}{\alpha_r^*(\varphi)}\right)\right)\right\rangle - \right.$$
$$\left. - \left\langle \alpha_l(\varphi)\mathrm{erf}\left(C_{\mathrm{saw}}^*\left(1-\frac{\sin(\varphi)}{\alpha_l^*(\varphi)}\right)\right)\right\rangle\right)\frac{1}{|C_{\mathrm{saw}}^*|} + \quad (8)$$
$$+ O\left(\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2\right).$$

Однако оно не сильно отличается от более простой функции (7) (рис. 3), которая более удобна для анализа.

Разъясним теперь, почему, записав в (1), (5), (6) $n(\varphi)$, мы фактически пренебрегли пульсациями плотности рассеиваемых на поверхности молекул. Как известно в [3, 4], колебания поверхности, вызванные ПАВ, способны исказить плотность лишь на величину

$$\Delta n \le \frac{a}{\lambda}\langle n \rangle \quad (9)$$

и при этом $\langle \Delta n(\varphi) \rangle = 0$, что следует из уравнения непрерывности, т.е. эти пульсации могут сказаться только при учете второго порядка возмущения.

Нечувствительность скорости увлечения к возмущениям плотности позволяет трактовать V_e как скорость акустического скольжения, т.е. скорость, к которой будет стремиться газ при удалении в бесконечность от плоскости, возмущенной ПАВ в стационарном случае. Ибо в любом случае возмущения функции распределения молекул, падающих на поверхность ПАВ, не могут превысить оценку (9). А следующее из условий стационарности равенство потоков тангенциального импульса в газ и из него при условиях, когда единственный сток для импульса – трение о поверхность, даст равенство средних скоростей полупотоковых функций распределения для любого расстояния от плоскости ПАВ, следовательно, V_e и есть скорость скольжения. Таким образом, для задач обтекания, где выполняется условие свободномолекулярного течения по длине ПАВ, но характерные размеры течения L удовлетворяют условиям сплошной среды $L \gg l \gg \lambda$, скорость акустического скольжения должна учитываться в граничных условиях подобно тепловому или диффузионному скольжению. Оценка скорости акустического скольжения также будет справедлива для обтекания неплоских тел при $R \gg \lambda$ (R – радиус кривизны обтекаемого тела).

Проявление данного эффекта должно иметь место и в промежуточном $\lambda \sim f$ режиме, но здесь этот случай не анализируется.

Рассмотрим теперь зависимость (7) скорости акустического скольжения от параметров газа и

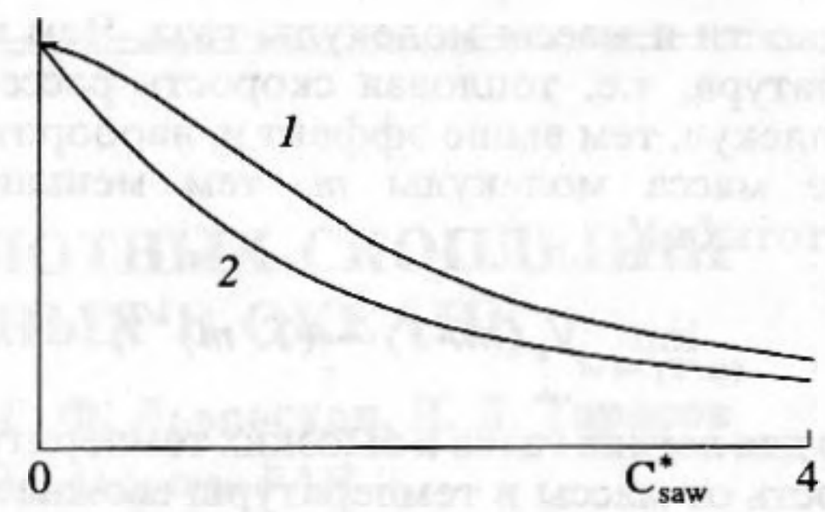

Рис. 3. Зависимость скорости увлечения газа от относительной фазовой скорости ПАВ C_{saw}^*: *1* – формула (7), *2* – точная формула (8); $V_e(0) \simeq 0.3a\omega\pi^{-1/2}$.

ПАВ, в которой можно выделить три сомножителя. Первый определяет пропорциональность эффекта первой степени амплитуды скорости смещения в ПАВ $V_e \sim a\omega$. Это принципиально отличается от вязкого случая, для которого $V_e \sim (a\omega)^2$, что свидетельствует об ином механизме передачи импульса в газ. Действительно, в вязком пределе главным является излучение в газ звуковой волны, которая, поглощаясь, передает свой импульс газу уже в объеме, а непосредственно у поверхности газа покоится в силу условий прилипания в стенке. В свободномолекулярном пределе звуковых волн нет, так как характерная длина поглощения становится сравнимой с длиной волны звука в газе. Передача импульса происходит непосредственно на поверхности в результате прямого взаимодействия рассеиваемых молекул и деформированной ПАВ поверхностью. Причем молекулы должны иметь достаточно длинный свободный пробег $l \ge \lambda$ и двигаться почти параллельно исходной (невозмущенной) поверхности, чтобы "чувствовать" деформацию соседних участков. Особую роль "скользящих молекул" в механизме увлечения газа ПАВ отмечали и авторы [2], но с позиций вероятности поглощения звукового фонона. Это объясняет факт отсутствия подобного эффекта в вязком пределе, где поверхность представляется эффективно ровной для газа, так как молекула раньше столкнется с другими молекулами, чем с соседними участками деформированной ПАВ поверхности.

Второй сомножитель в (7) можно назвать фактором формы, он учитывает реальную форму деформированной поверхности, давая, например, возможность судить об отклонении истинной формы ПАВ от синусоидальной по скорости акустического скольжения. Для синусоидальной ПАВ $\langle \alpha^*(\varphi) \rangle = 0.52$, а для модели ПАВ в виде ломаной линии $\langle \alpha^*(\varphi) \rangle = 0.44$, т.е. различия в форме (~10%) могут быть измерены.

Третий член (7) описывает зависимость V_e от параметров газа. Как видно, она проста – скорость увлечения зависит только от температуры

поверхности и массы молекулы газа. Чем выше температура, т.е. тепловая скорость рассеиваемых молекул, тем выше эффект и, наоборот, чем больше масса молекулы m, тем меньше V_e. Асимптотика V_e

$$\lim_{(m/T)\to\infty} V_e(m/T) \sim (T/m)^{1/2},$$

однако для легких газов и высоких температур зависимость от массы и температуры сложнее. Наличие зависимости от массы – принципиальное отличие данной модели от моделей [2, 3].

При частоте 1000 МГц, $a = 10^{-9}$ м, $T = 300$ К, $C_{saw} = 3500$ м/с величина скорости акустического скольжения составит 0.1 м/с для гелия и 0.02 м/с для ксенона. На плоской щели длиной 10^{-1} м и высотой $h = 10^{-3}$ м при давлении 0.01 атм. реализуется условие свободномолекулярного течения для ПАВ $(l/\lambda) = 6$ и вязкого для канала $(l/h) = 0.02$, при этом перепад давления составит ~0.7 Па (гелий).

В заключение следует сказать о необходимости экспериментального исследования эффекта акустического скольжения, так как он выглядит привлекательным инструментом для измерения характеристик ПАВ вместо лазерного метода. Эффект легко может быть измерен по перепаду давления на закрытом плоском канале, одна из образующих плоскостей которого возбуждена ПАВ. Кроме того, 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.* Об увеличении газа поверхностной акустической волной // Акуст. журн. 1989. Т. 35. Вып. 6. С. 961 - 965.
2. *Борман В.Л., Крылов С.Ю., Харитонов А.М.* Кинетические явления на границе раздела газ–твердое тело, обусловленные распространением поверхностного звука // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 5. С. 1668 - 1683.
3. *Terry P., Strandberg M.W.P.* Induced Molecular Transport Due to Surface Acoustic Wave // J. Appl. Phys. 1981. V. 5. № 6.
4. *Александров О.Е., Селезнев В.Д.* Взаимодействие поверхностных акустических волн с газовым окружением // Поверхность. 1991. № 9. С. 33 - 39.

Acoustic Sliding of Gas on a Solid Surface Perturbed by a Rayleigh Wave

O. E. Aleksandrov and V. D. Seleznev

A model for the interaction between a surface acoustic wave (SAW) and a surrounding gas in the free-molecular mode along the SAW length is proposed. A new boundary kinetic effect is predicted based on this suggested model. This effect is caused by SAW propagation and similar classical boundary effects, such as thermal or diffusion sliding of the gas. A functional dependence of the effect upon the gas and the SAW parameters is presented. The sliding is brought about by the nonsymmetrical, angular restriction of the flow due to the deformation of the solid surface by SAWs.