

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 535.853.534.28

**О ЗАТУХАНИИ ВОЛН РЭЛЕЯ ПРИ КОНТАКТЕ ПОВЕРХНОСТИ
ТВЕРДОГО ИЗОТРОПНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ГАЗОМ**

© 1999 г. О. Е. Александров

Уральский государственный технический университет – УПИ

620002 Екатеринбург К-2

e-mail: seleznev@rmf.ranpi.e-burg.su

Поступила в редакцию 11.07.95 г.

Классическая теория затухания поверхностных акустических волн (ПАВ) из-за газового нагружения [1] основана на предположении об излучении звуковых волн как основном механизме потерь энергии для ПАВ при контакте с газовым окружением. Вязкостью и теплопроводностью газа в этой модели пренебрегают. Согласно Артцу [1] коэффициент затухания ПАВ при контакте с идеальным газом можно выразить в виде:

$$\gamma_a = \frac{\omega P}{2\pi\rho_s C_s^2} \sqrt{\frac{c_p m}{c_v k T}}, \quad (1)$$

где ω – круговая частота ПАВ, P – давление газа, ρ_s – плотность твердого тела, C_s – скорость распространения ПАВ, c_p и c_v – изобарная и изохорная теплоемкости газа, m – масса молекул газа, T – температура. Условие возможности излучения в газ звуковой волны:

$$C < C_s, \quad (2)$$

где C – скорость звука в газе. При несоблюдении (2) существование звуковой волны в отсутствие вязкости и теплопроводности становится невозможным. Классическая теория не может предсказать влияние газового окружения на затухание ПАВ в этой области.

Для большинства газов в близких к нормальным условиям неравенство (2) выполняется. Однако специальный выбор подложки (например: золото – $C_s \sim 1123$ м/с или TeO_2 – $C_s \sim 600$ м/с) в сочетании с легким газом (He – $C \sim 1020$ м/с или H_2 – $C \sim 1320$ м/с при $T = 300$ К) позволяет получить

$$C \geq C_s, \quad (3)$$

при умеренной температуре. Реализовать для газов условие $C \gg C_s$, по-видимому, невозможно.

Область $C \approx C_s$ взаимодействия газа с ПАВ интересна более высокой ролью вязкости и теплопроводности газа в энергетических потерях ПАВ. При выполнении условия (2) вязкость и теплопроводность начинают заметно сказываться на затухании ПАВ [2] лишь при числах Кнудсена $Kn(\lambda) \geq 0.01$ (λ – длина звуковой волны в газе), что

соответствует для гелия в нормальных условиях частотам $\omega > 10^8$ Гц.

В [2] была получена и решена система линейных уравнений для поля колебаний в газе с учетом вязкости и теплопроводности. Движение газа описывается двумя потенциалами: скалярным ϕ и векторным $\mathbf{V} = (0, 0, \psi)$. Скорость колебательного движения газа выражается через ϕ и \mathbf{V} в виде:

$$\mathbf{v} = \text{rot}(\mathbf{V}) + \text{grad}(\phi). \quad (4)$$

Скалярный потенциал ϕ описывает распространение волн сжатия (звуковых) и связанных с ними волн тепловых возмущений, векторный потенциал – распространение поперечных вязких волн сдвига.

Полученные в [2] решения сохраняют физический смысл и в случае (3), но вид поля колебаний в газе изменяется. Изменения затрагивают основной сток для энергии ПАВ – излучение волн сжатия.

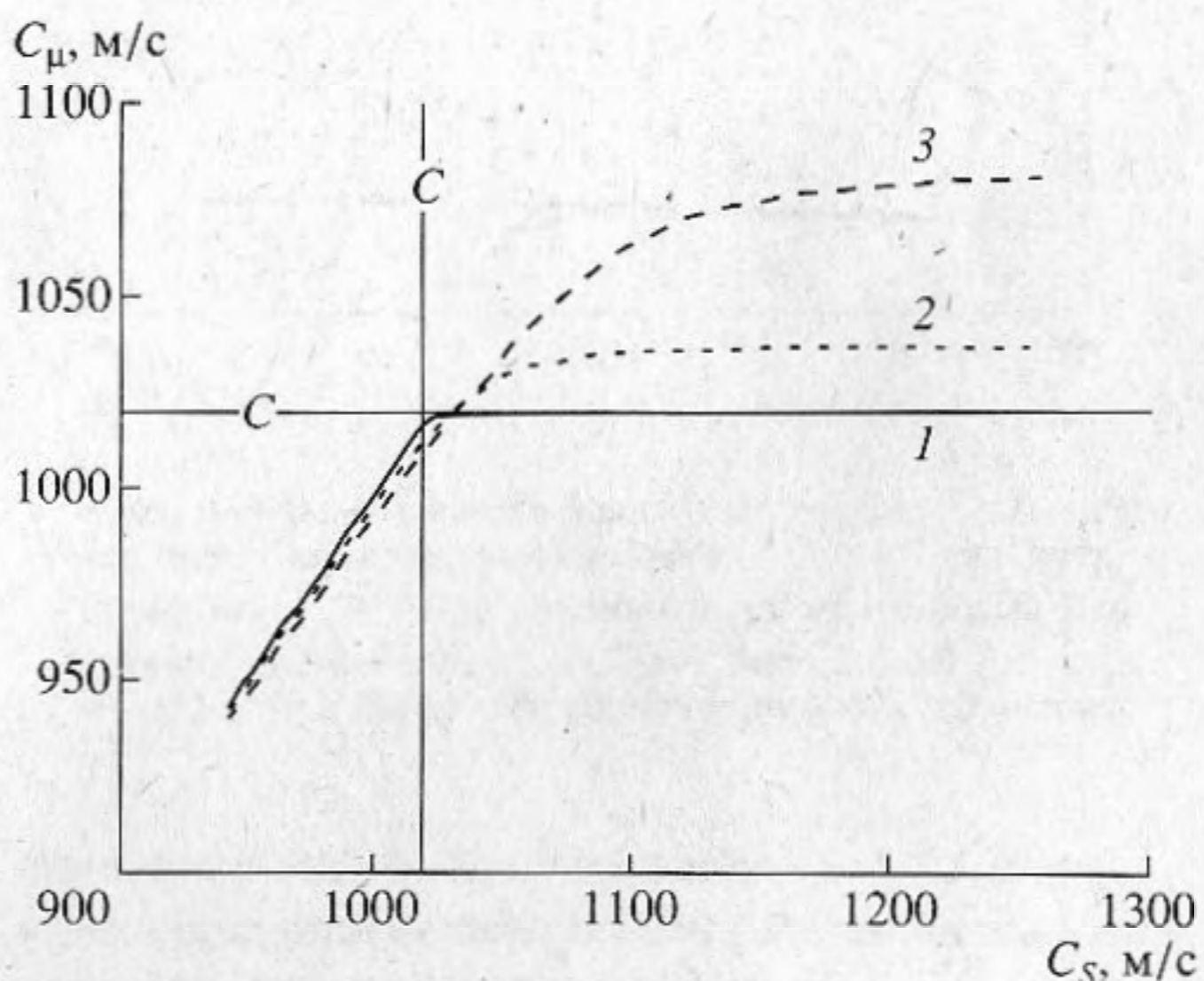


Рис. 1. Диаграмма связи скорости распространения волн сжатия в газе C_μ и скорости распространения ПАВ C_s при $C_s \sim C$. Гелий, $T = 300$ К, 1 – $\omega = 10^8$ Гц, 2 – $\omega = 10^9$ Гц, 3 – $\omega = 3 \times 10^9$ Гц.

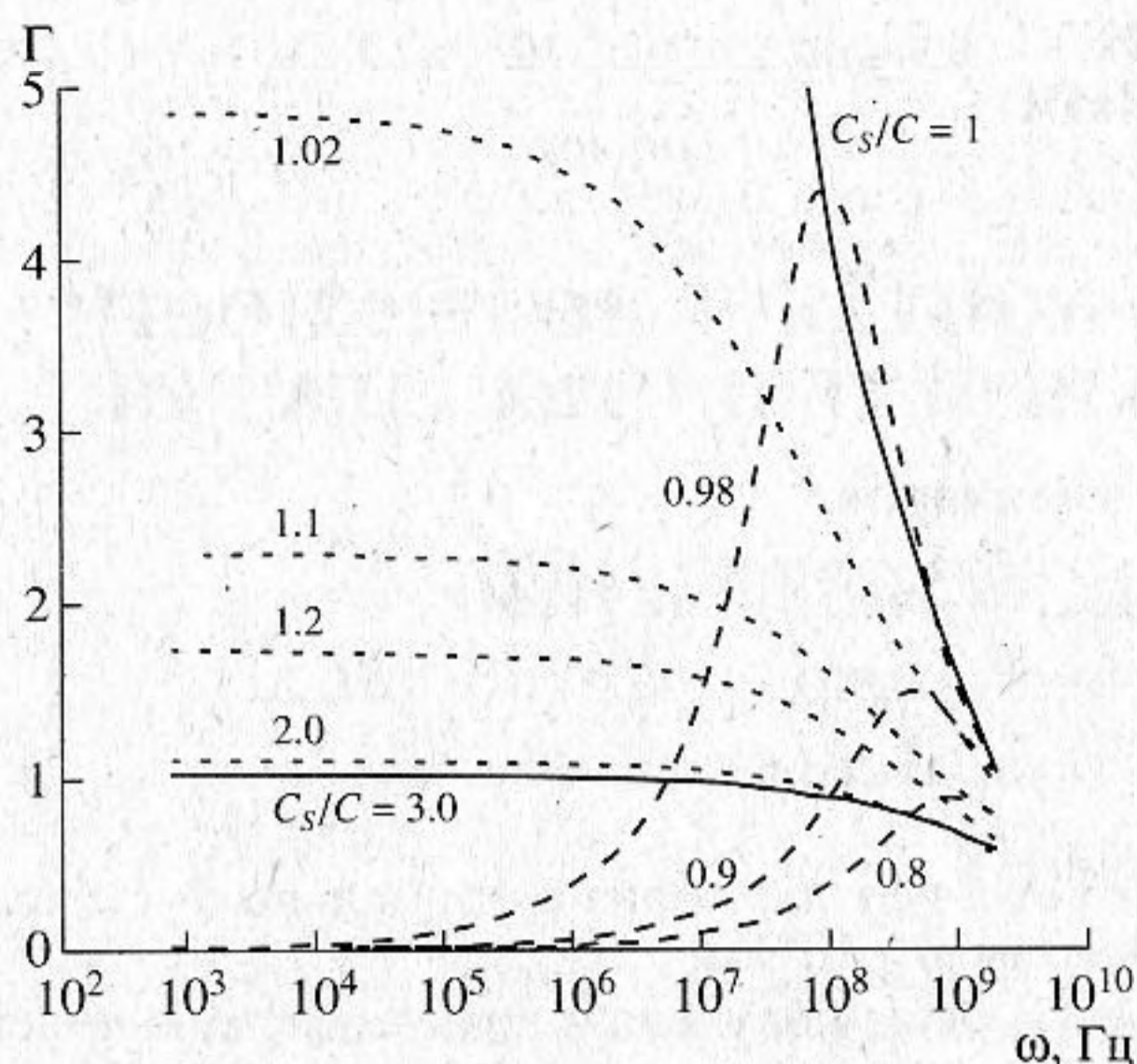


Рис. 2. Частотная характеристика относительного коэффициента затухания $\Gamma = \gamma/\gamma_a$ для различных отношений скорости распространения ПАВ C_s и скорости звука в газе C . Гелий, $T = 300$ К, γ – коэффициент затухания (9) и γ_a – коэффициент затухания Артца (1).

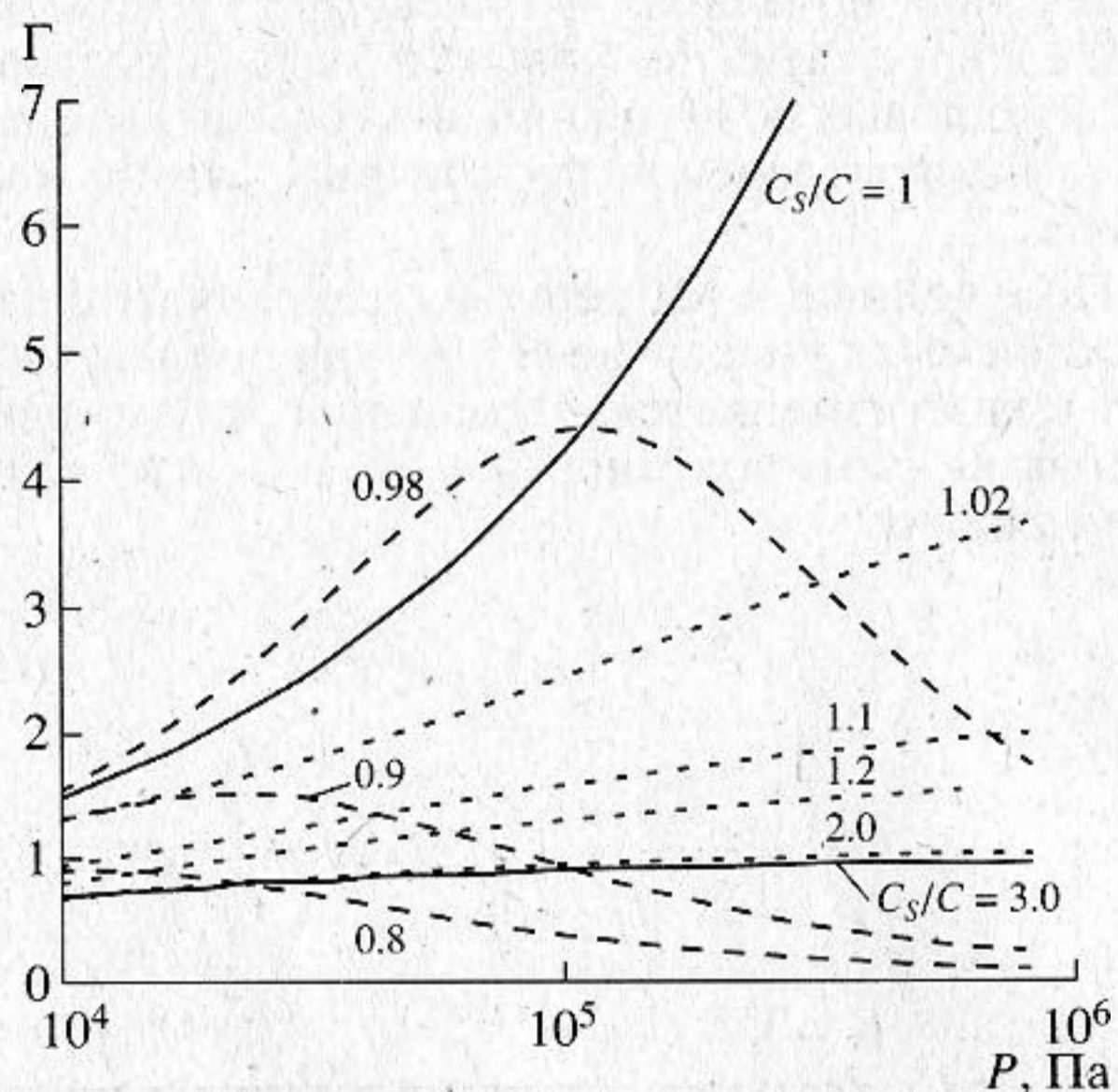


Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента затухания $\Gamma = \gamma/\gamma_a$ от давления для различных отношений скорости распространения ПАВ C_s и скорости звука в газе C . Гелий, $T = 300$ К, γ – коэффициент затухания (9) и γ_a – коэффициент затухания Артца (1).

Точка $C_s = C$ является особой для излучения звуковых волн. На рис. 1 представлена диаграмма связи скорости распространения в гелии излучаемых волн сжатия C_μ и скорости распространения ПАВ. В области $C_s > C$ скорость распространения C_μ стремится к постоянному значению $\sim C$, причем необходимо сравнительно малое превышение C_s

над C , порядка 10–20% (см. рис. 1). В противоположном случае ($C_s < C$) скорость распространения волн сжатия становится равной скорости распространения ПАВ. Последнее означает, что волна сжатия в газе начинает распространяться параллельно ПАВ в твердом теле.

Для определения коэффициента затухания ПАВ γ вычислим утечку энергии из ПАВ как работу, совершаемую поверхностью твердого тела над газовым окружением при механическом колебательном движении. Это более точный подход, чем примененный в [2] метод оценки утечки по потоку энергии в слабозатухающей волне. Пренебрегая поворотом элемента поверхности, можно написать

$$\langle \dot{E} \rangle = \langle \sigma_{yy}(t)u_y(t) \rangle|_{t=0} + \langle \sigma_{yx}(t)u_x(t) \rangle|_{y=0},$$

где $\langle \dot{E} \rangle$ – средняя скорость диссипации энергии ПАВ на единицу площади поверхности. Коэффициент затухания определим формулой

$$\gamma = \langle \dot{E} \rangle / \langle I \rangle, \quad (5)$$

где $\langle I \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 C_s \lambda_s$ – средний поток энергии в ПАВ через единицу длины фронта ПАВ в твердом теле. Формула (5) пригодна только при малом затухании.

Рассчитанные значения коэффициента затухания ПАВ из-за нагружения гелием представлены на рис. 2 и рис. 3. Расчеты позволяют точнее установить границы применимости теории Артца (1) с точки зрения соотношения скорости звука в газе и скорости распространения ПАВ. Из рис. 2 видно, что для $C_s \geq 2C$ формула (1) хорошо описывает реальный коэффициент затухания ПАВ в области малых частот (как показано в [2], для чисел Кнудсена $Kn(\lambda) < 0.01$). Функциональная зависимость типа (1) от частоты (см. рис. 2) и давления (рис. 3) сохраняется при малых частотах (высоких давлениях) практически для всего диапазона $C_s \geq C$. Однако для $C \leq C_s \leq 2C$ абсолютное значение γ заметно возрастает по мере приближения C_s к C , а область постоянства отношения γ/γ_a сужается. Возрастание γ , по-видимому, связано с ростом амплитуды излучаемой звуковой волны. Увеличение угла, под которым звук излучается в газ, приводит к росту амплитуды звуковой волны пропорционально $\cos(\alpha)^{-1}$ и увеличению влияния пристеночного изотермического слоя.

Коэффициент затухания ПАВ γ в области $C > C_s$ заметно отличается от теории Артца (1) и частотная характеристика коэффициента затухания существенно нелинейна во всем диапазоне ω . В области низких частот коэффициент γ мал и быстро возрастает с увеличением частоты (быстрее чем $\sim \omega^1$, см. рис. 2). Возрастание связано, по-види-

тому, с ростом вязкой и температурной диссипации энергии колебаний в газе, которая пропорциональна ω^2 . При дальнейшем росте частоты коэффициент затухания начинает слабее зависеть от ω (более медленный рост, чем $\sim \omega^1$). Это связано с возрастанием роли изотермического пристеночного слоя [2], имеющего меньшую упругость, чем газ в адиабатических условиях (вдали от стенки). С ростом частоты фактически все поле колебаний в газе сосредотачивается в этом слое, что ведет к уменьшению относительной утечки энергии из ПАВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коэффициент затухания ПАВ из-за газового нагружения вблизи точки $C_s \propto C$ имеет существ-

венно нелинейную зависимость от частоты и давления во всей области частот ПАВ.

Затухание ПАВ при $C_s < C$ заметно меньше чем при $C_s > C$ для низкой частоты ($\omega \leq 10^4$ Гц), но быстро возрастает с ростом частоты и соотношение становится обратным для $\omega \geq 10^5$ Гц.

Классическая теория затухания ПАВ при газовом нагружении может считаться точной (до 5%) при выполнении условий: $C_s > 2C$ и $Kn(\lambda) < 0.01$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artz R.M., Salzmann E., Dransfeld K. Elastic surface waves in quartz at 316 MHz // J. Appl. Phys. Letters. 1967. № 10. P. 165–167.
2. Александров О.Е., Селезнев В.Д. Особенности затухания высокочастотных волн Релея // Акуст. журн. Т. 41. № 3. 1995. С. 370–374.