или

$$\rho_n \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + \rho_n (\mathbf{v}_n \nabla) \mathbf{v}_n + \rho_s \nabla \frac{v_s^2}{2} + \rho_s \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\nabla p + \eta \operatorname{div} \mathbf{v}_n,$$

где введен потенциал сверхтекучего движения согласно $\mathbf{v}_s = \nabla \varphi_s$ и учтено, что $(\mathbf{v}_s \nabla) \mathbf{v}_s = \nabla v_s^2/2$. Поскольку $\operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0$, то потенциал φ_s удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta \varphi_s = 0$. Введем в качестве двух вспомогательных величин «давления» нормального и сверхтекучего движений p_n и p_s согласно равенству $p = p_0 + p_n + p_s$, где p_0 — давление на бесконечности, а p_s определяется обычной для идеальной жидкости формулой

$$p_s = -\rho_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial t} - \frac{\rho_s v_s^2}{2}.$$

Уравнение для скорости $\mathbf{v}_n$ принимает тогда вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \nabla) \mathbf{v}_n = -\frac{1}{\rho_n} \nabla p_n + \frac{\eta}{\rho_n} \Delta \mathbf{v}_n,$$

формально совпадающий с уравнением Навье — Стокса для жидкости с плотностью ρ_n и вязкостью η.

Таким образом, задача о движении несжимаемого гелия II сводится к двум задачам обычной гидродинамики для идеальной и для вязкой жидкостей. Сверхтекучее движение определяется уравнением Лапласа с граничным условием для нормальной производной $\partial \varphi_s / \partial n$, как в обычной задаче о потенциальном обтекании идеальной жидкостью. Нормальное движение определяется уравнением Навье — Стокса с таким же граничным условием для $\mathbf{v}_n$ (при отсутствии теплообмена между стенкой и жидкостью), как в обычной задаче об обтекании вязкой жидкостью. Распределение давления определяется затем как сумма $p_0 + p_n + p_s$.

Для определения же распределения температуры пишем в уравнении (139,6) (с μ из (139,14)) $\mathbf{v}_s = \nabla \varphi_s$ и интегрируя находим

$$\mu(p, T) + \frac{v_s^2}{2} - \frac{\rho_n}{2\rho} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s)^2 + \frac{\partial \varphi_s}{\partial t} = \mathrm{const}.$$

Изменения температуры и давления в несжимаемой жидкости малы, и с точностью до членов первого порядка пишем:

$$\mu - \mu_0 = -s(T - T_0) + \frac{1}{\rho}(p - p_0)$$

(T_0, p_0 — температура и давление на бесконечности). Подставляя это выражение в написанный интеграл уравнения и вводя p_n и p_s, получим:

$$T - T_0 = \frac{\rho_n}{\rho s} \left[\frac{p_n}{\rho_n} - \frac{p_s}{\rho_s} - \frac{(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s)^2}{2} \right].$$

§ 141. Распространение звука в сверхтекучей жидкости

Применим уравнения гидродинамики гелия II к распространению звука в этой жидкости. Как обычно, в звуковой волне скорости движения предполагаются малыми, а плотность, давление, энтропия — почти равными своим постоянным равновесным значениям. Тогда систему гидродинамических уравнений можно линеаризовать — в (139,12—14) пренебрегаем квадратичными по скорости членами, а в уравнении (139,5) можно вынести в члене $\operatorname{div}(\rho s \mathbf{v}_n)$ энтропию ρs из-под знака div (поскольку этот член уже содержит малую величину $\mathbf{v}_n$). Таким образом, система гидродинамических уравнений приобретает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \tag{141,1}$$

$$\frac{\partial (\rho s)}{\partial t} + \rho s \operatorname{div} \mathbf{v}_n = 0, \tag{141,2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla p = 0, \tag{141,3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla \mu = 0. \tag{141,4}$$

Дифференцируя (141,1) по времени и подставляя (141,3), получаем:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \Delta p. \tag{141,5}$$

Согласно термодинамическому соотношению $d\mu = -s\,dT + dp/\rho$ имеем:

$$\nabla p = \rho s \nabla T + \rho \nabla \mu.$$

Подставляя сюда ∇p из (141,3) и $\nabla \mu$ из (141,4), получим:

$$\rho_n \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s) + \rho s \nabla T = 0.$$

Применяем к этому уравнению операцию div, а для $\operatorname{div}(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n)$ подставляем выражение

$$\operatorname{div}(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n) = \frac{\rho}{\rho_s s} \frac{\partial s}{\partial t},$$

следующее из равенства

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho s)}{\partial t} - \frac{s\,\partial \rho}{\rho\,\partial t} = -s \operatorname{div} \mathbf{v}_n + \frac{s}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{j} = \frac{s \rho_s}{\rho} \operatorname{div}(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n).$$

В результате получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{\rho_s s^2}{\rho_n} \Delta T. \tag{141,6}$$

Уравнения (141,5) и (141,6) определяют распространение звука в сверхтекучей жидкости. Уже из того факта, что этих уравнений — два, видно, что существуют две скорости распространения звука.

Напишем s, p, ρ, T в виде $s = s_0 + s'$, $p = p_0 + p'$ и т. д., где буквы со штрихом представляют собой малые изменения соответствующих величин в звуковой волне, а величины с индексом нуль (который мы ниже для краткости опускаем) — их постоянные равновесные значения. Тогда можно написать:

$$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial p} p' + \frac{\partial \rho}{\partial T} T', \qquad s' = \frac{\partial s}{\partial p} p' + \frac{\partial s}{\partial T} T',$$

и уравнения (141,5) и (141,6) принимают вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' + \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} = 0, \qquad \frac{\partial s}{\partial p} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \frac{\partial s}{\partial T} \frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} - \frac{\rho_s s^2}{\rho_n} \Delta T' = 0.$$

Ищем решение этих уравнений в виде плоской волны, в которой p' и T' пропорциональны множителю $e^{-i\omega(t-x/u)}$ (скорость звука обозначаем здесь посредством u). В качестве условия совместности обоих уравнений получаем уравнение

$$u^4 \frac{\partial (s, \rho)}{\partial (T, p)} - u^2 \left(\frac{\partial s}{\partial T} + \frac{\rho_s s^2}{\rho_n} \frac{\partial \rho}{\partial p} \right) + \frac{\rho_s s^2}{\rho_n} = 0$$

(где $\partial(s, \rho)/\partial(T, p)$ обозначает якобиан преобразования от s, ρ к T, p). Путем простого преобразования с использованием термодинамических соотношений этому уравнению можно придать вид

$$u^4 - u^2 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s + \frac{\rho_s T s^2}{\rho_n c_v} \right] + \frac{\rho_s T s^2}{\rho_n c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = 0 \qquad (141,7)$$

(c_v — теплоемкость единицы массы). Это квадратное (по u^2) уравнение определяет две скорости распространения звука в гелии II. При $\rho_s = 0$ один из корней этого уравнения обращается в нуль, и мы получаем, как и должно было быть, всего одну обычную скорость звука $u^2 = (\partial p/\partial \rho)_s$.

Фактически теплоемкости c_p и c_v гелия II при температурах, не слишком близких к λ-точке, близки друг к другу (ввиду малости коэффициента теплового расширения). Согласно известной термодинамической формуле в этих условиях близки друг к другу также и изотермическая и адиабатическая сжимаемости:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \frac{c_v}{c_p} \approx \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s.$$

Обозначив общее значение c_p и c_v посредством c, а общее значение $(\partial p/\partial \rho)_T$ и $(\partial p/\partial \rho)_s$ просто как $\partial p/\partial \rho$, получим из уравнения (141,7) следующие выражения для скоростей звука:

$$u_1 = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}, \qquad u_2 = \sqrt{\frac{T s^2 \rho_s}{c \rho_n}}. \qquad (141,8)$$

Одна из них, u_1, почти постоянна, а другая, u_2, сильно зависит от температуры, обращаясь вместе с ρ_s в нуль в λ-точке[1]).

[1]) О распространении звука в смесях жидкого ^{4}He с ^{3}He — см. главу XIII указанной на стр. 719 книги И. М. Халатникова.

Вблизи λ-точки, однако, коэффициент теплового расширения не мал и пренебрегать разницей между c_p и c_v нельзя. Чтобы получить формулу для u_2 в этом случае, следует опустить второй член в квадратной скобке в (141,7) (содержащий ρ_s) и член u^4, который в этом случае мал (так как u_2 стремится к нулю). Кроме того, можно положить $\rho_n \approx \rho$. В результате получим:

$$u_2 = \sqrt{\frac{Ts^2\rho_s}{c_p\rho}}. \tag{141,9}$$

Для скорости же u_1 получается формула (141,8), где под $\partial p/\partial\rho$ следует понимать $(\partial p/\partial\rho)_s$, т. е. обычная формула для скорости звука.

По поводу формулы (141,9) следует заметить, что она применима лишь при достаточно низких частотах — тем более низких, чем ближе жидкость находится к λ-точке. Дело в том, что (как было уже упомянуто в примечании на стр. 717) вблизи λ-точки неограниченно возрастает время релаксации τ параметра порядка; формула (141,9), не учитывающая дисперсии и поглощения звука, справедлива лишь при условии $\omega\tau \ll 1$. Что касается скорости u_1, то вблизи λ-точки появляется дополнительное затухание, связанное с релаксацией параметра порядка — в соответствии с общими утверждениями в § 81.

При самых низких температурах, когда почти все элементарные возбуждения в жидкости являются фононами, величины ρ_n, c, s связаны друг с другом соотношениями[1])

$$c = 3s, \qquad \rho_n = \frac{cT}{3u_1^2}\rho,$$

а $\rho_s \approx \rho$. Подставив эти выражения в формулу (141,8) для u_2, найдем:

$$u_2 = u_1/\sqrt{3}.$$

Таким образом, при стремлении температуры к нулю скорости u_1 и u_2 стремятся к постоянным пределам, причем так, что их отношение стремится к $\sqrt{3}$.

Для лучшего выяснения физической природы обоих видов звуковых волн в гелии II рассмотрим плоскую звуковую волну (*Е. М. Лифшиц*, 1944). В такой волне скорости v_s, v_n и переменные части T', p' температуры и давления пропорциональны друг другу. Введем коэффициенты пропорциональности согласно

$$\mathbf{v}_n = a\mathbf{v}_s, \quad p' = bv_s, \quad T' = cv_s. \tag{141,10}$$

[1]) Их легко получить из формул для термодинамических величин гелия II, приведенных в IX §§ 22, 23.

Простое вычисление с помощью уравнений (141,1—6), произведенное с должной степенью точности, дает

$$a_1 = 1 + \frac{\beta\rho}{\rho_s s}\frac{u_1^2 u_2^2}{(u_1^2 - u_2^2)}, \qquad b_1 = \rho u_1, \qquad c_1 = \frac{\beta T u_1^3}{c(u_1^2 - u_2^2)},$$
$$a_2 = -\frac{\rho_s}{\rho_n} + \frac{\beta\rho}{s\rho_n}\frac{u_1^2 u_2^2}{(u_1^2 - u_2^2)}, \qquad b_2 = \frac{\beta\rho u_1^2 u_2^3}{s(u_1^2 - u_2^2)}, \qquad c_2 = -\frac{u_2}{s}; \tag{141,11}$$

здесь $\beta = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial T}$ — температурный коэффициент расширения; ввиду его малости величины, содержащие β, малы по сравнению с соответствующими величинами, не содержащими β.

Мы видим, что в звуковой волне первого типа $\mathbf{v}_n \approx \mathbf{v}_s$, т. е. в такой волне в каждом элементе объема жидкость колеблется в первом приближении как целое; нормальная и сверхтекучая массы движутся вместе. Естественно, что эти волны соответствуют обычным звуковым волнам в обычных жидкостях.

В волне же второго типа имеем $\mathbf{v}_n \approx -\frac{\rho_s}{\rho_n}\mathbf{v}_s$, т. е. полная плотность потока вещества

$$\mathbf{j} = \rho_s\mathbf{v}_s + \rho_n\mathbf{v}_n \approx 0.$$

Таким образом, в волне *второго звука* сверхтекучая и нормальная массы жидкости колеблются навстречу друг другу, так что в первом приближении их центр инерции в каждом элементе объема остается неподвижным и суммарный поток вещества отсутствует. Ясно, что этот вид волн специфичен для сверхтекучей жидкости.

Между обоими видами волн имеется и другое существенное отличие, видное из формул (141,11). В звуковой волне обычного звука амплитуда колебаний давления относительно велика, а амплитуда колебаний температуры мала. Напротив, в волне второго звука относительная амплитуда колебаний температуры велика по сравнению с относительной амплитудой колебаний давления. В этом смысле можно сказать, что волны второго звука представляют собой своеобразные незатухающие температурные волны[1]).

В приближении, в котором тепловым расширением пренебрегается вовсе, волны второго звука представляют собой чисто температурные колебания (с $\mathbf{j} = 0$), а волны первого звука — колебания давления (с $\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_n$). Соответственно их уравнения движения полностью разделяются: в уравнении (141,6) пишем $s' = cT'/T$ и получаем:

$$\frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} = u_2^2 \Delta T', \tag{141,12}$$

[1]) Они не имеют, разумеется, ничего общего с затухающими «температурными волнами» в обычной теплопроводящей среде (§ 52).

а в уравнении (141,5) полагаем $\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial p} p'$ и получаем:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = u_1^2 \Delta p'. \tag{141,13}$$

С описанными свойствами звуковых волн в гелии II тесно связан и вопрос о различных способах их возбуждения (*Е. М. Лифшиц*, 1944). Обычные механические способы возбуждения звука (колеблющимися твердыми телами) крайне невыгодны для получения второго звука в том смысле, что интенсивность излучаемого второго звука ничтожно мала по сравнению с интенсивностью одновременно излучаемого обычного звука. В гелии II возможны, однако, и другие, специфические для него способы возбуждения звука. Таково излучение твердыми поверхностями с периодически меняющейся температурой; интенсивность излучаемого второго звука оказывается здесь большой по сравнению с интенсивностью первого звука, что естественно ввиду указанного выше различия в характере колебаний температуры в этих волнах (см. задачи 1 и 2).

При распространении волны второго звука большой амплитуды его профиль постепенно деформируется в результате эффектов нелинейности, и это приводит в конце концов к возникновению разрывов — как и для обычного звука в обычной гидродинамике (ср. §§ 101,102). Рассмотрим эти явления для одномерной бегущей волны второго звука (*И. М. Халатников*, 1952).

В одномерной бегущей волне все величины (ρ, p, T, v_s, v_n) могут быть выражены в виде функций от одного параметра, в качестве которого может быть выбрана,например, одна из самих этих величин (§ 101). Скорость U перемещения точки профиля волны равна производной dx/dt, взятой при определенном значении этого параметра. Производные по координате и времени от каждой величины связаны друг с другом соотношением $\partial/\partial t = -U\partial/\partial x$.

Вместо скоростей v_s и v_n будет удобнее пользоваться величинами $v = j/\rho$ и $w = v_n - v_s$; выбираем такую систему координат, в которой скорость v в данной точке профиля волны равна нулю. Гидродинамические уравнения (139,3—6) (с Π, μ, ρ, s из формул (139,12—15)) приводят к следующей системе уравнений:

$$-U \frac{\partial \rho}{\partial p} p' - U\rho^2 \frac{\partial}{\partial p} \frac{\rho_n}{\rho} ww' + \rho v' = 0, \tag{141,14}$$

$$p' + 2\frac{\rho_s \rho_n}{\rho} ww' - U\rho v' = 0, \tag{141,15}$$

$$\left[-\rho U \frac{\partial s}{\partial T} + w \frac{\partial}{\partial T}(\rho_s s)\right] T' + sw \frac{\partial \rho_s}{\partial p} p' + \left[\rho_s s - Uw \frac{\partial \rho_n}{\partial T}\right] w' = 0, \tag{141,16}$$

$$\left[-\rho s + Uw \frac{\partial \rho_n}{\partial T}\right] T' + \left[1 + Uwp \frac{\partial}{\partial p} \frac{\rho_n}{\rho}\right] p' + \left[\rho_n U - \frac{\rho_n \rho_s}{\rho} w\right] w' - [U\rho + w\rho_n] v' = 0. \tag{141,17}$$

Здесь опущены все члены выше второго порядка малости, а также все члены, содержащие коэффициент теплового расширения; штрих означает везде дифференцирование по параметру[1]).

В волне второго звука относительная амплитуда колебаний p и v мала по сравнению с амплитудами T и w; поэтому можно опустить также и члены, содержащие wp', wv'. Для определения U достаточно рассмотреть уравнение (141,16) и разность уравнений (141,15) и (141,17). Условие совместности получающихся таким образом двух линейных уравнений для T' и w' приводит к квадратному уравнению

$$\rho_n U^2 \frac{\partial s}{\partial T} - Uw\left[\frac{4\rho_s\rho_n}{\rho}\frac{\partial s}{\partial T} - 2s\frac{\partial \rho_n}{\partial T}\right] - \rho_s s^2 = 0,$$

откуда

$$U = u_2 + w\left(\frac{2\rho_s}{\rho} - \frac{sT}{\rho_n c}\frac{\partial \rho_n}{\partial T}\right).$$

Здесь u_2 — местное значение скорости второго звука, меняющееся от точки к точке профиля волны вместе с отклонением δT температуры от ее равновесного значения. Разлагая u_2 по степеням δT, получим

$$u_2 = u_{20} + \frac{\partial u_2}{\partial T}\delta T = u_{20} + \frac{\partial u_2}{\partial T}\frac{\rho_n u_2}{\rho s} w,$$

где u_{20} — равновесное значение u_2. Окончательно получим

$$U = u_{20} + w\frac{\rho_s sT}{\rho c}\frac{\partial}{\partial T}\ln\frac{u_{20}^3 c}{T}. \qquad (141,18)$$

При достаточно сильном искажении профиля волны в ней возникают разрывы (ср. § 102) — в данном случае температурные разрывы. Скорость распространения разрыва равна полусумме скоростей U с обеих сторон разрыва, т. е. равна

$$c_{20} + \frac{w_1 + w_2}{2}\frac{\rho_s sT}{\rho c}\frac{\partial}{\partial T}\ln\frac{u_{20}^3 c}{T}, \qquad (141,19)$$

где w_1, w_2 — значения w на обеих сторонах разрыва.

Коэффициент при w в выражении (141,18) может быть как положительным, так и отрицательным. В зависимости от этого точки с бо́льшими значениями w либо опережают, либо отстают от точек с меньшими значениями w, а разрыв соответственно возникает либо на переднем, либо на заднем фронте волны (в противоположность обычному звуку, где ударная волна возникает всегда на переднем фронте).

[1]) А не переменную часть колеблющихся величин, как это было выше в этом параграфе!

Задачи

1. Определить отношение интенсивностей излучения первого и второго звуков плоскостью, совершающей колебания в перпендикулярном к себе направлении.

Решение. Ищем скорости v_s (направленные по нормальной к плоскости оси x) в первой и второй излучаемых волнах соответственно в виде

$$v_{s1} = A_1 \cos\omega\,(t - x/u_1), \quad v_{s2} = A_2 \cos\omega\,(t - x/u_2).$$

На поверхности колеблющейся плоскости скорости v_s и v_n должны быть равными скорости ее колебаний (которую обозначим посредством $v_0 \cos\omega t$). Это дает уравнения

$$A_1 + A_2 = v_0, \quad a_1 A_1 + a_2 A_2 = v_0$$

(коэффиценты a_1, a_2 — из (141,11)). Средняя (по времени) плотность энергии в звуковой волне в гелии II равна

$$\rho_s \overline{v_s^2} + \rho_n \overline{v_n^2} = \frac{1}{2} A^2 (\rho_s + \rho_n a^2);$$

поток энергии (интенсивность) получается последующим умножением на соответствующую скорость звука u. Для отношения интенсивностей излучаемых волн второго и первого звуков получаем:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{A_2^2 (\rho_s + \rho_n a_2^2)\, u_2}{A_1^2 (\rho_s + \rho_n a_1^2)\, u_1} \approx \frac{\beta^2 T u_2^3}{c u_1}$$

(здесь предположено, что $u_2 \ll u_1$, что справедливо вплоть до очень низких температур). Это отношение весьма мало.

2. То же для излучения звука от поверхности с периодически меняющейся температурой.

Решение. Достаточно написать граничное условие $j = 0$, которое должно иметь место на неподвижной поверхности. Оно дает

$$\rho_s (A_1 + A_2) + \rho_n (a_1 A_1 + a_2 A_2) = 0,$$

откуда

$$\left| \frac{A_2}{A_1} \right| = \frac{\rho_n a_1 + \rho_s}{\rho_n a_2 + \rho_s} \approx \frac{s}{\beta u_2^2}.$$

Для отношения интенсивностей находим:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{c}{T\beta^2 u_1 u_2}.$$

Это отношение весьма велико.

3. Определить скорость звука, распространяющегося вдоль капилляра, диаметр которого мал по сравнению с глубиной вязкого проникновения $\delta \sim (\eta/\rho_n\omega)^{1/2}$ (*K. R. Atkins*, 1959) [1]).

Решение. В указанных условиях можно считать, что нормальное движение в капилляре полностью задерживается трением о стенки ($\mathbf{v}_n = 0$).

---

[1]) Эти волны принято называть *четвертым звуком*. *Третьим звуком* называют волны, распространяющиеся по пленке гелия II на твердой поверхности; существенную роль в них играют силы вандерваальсового взаимодействия жидкости в пленке с твердым телом.

Система линеаризованных уравнений (141,1—2), (141,4) принимает вид[1])

$$\dot{\rho}' + \rho_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s = 0, \qquad \dot{\mathbf{v}}_s + \nabla\mu' = \dot{\mathbf{v}}_s - s\nabla T' + \frac{1}{\rho}\nabla p' = 0,$$

$$(s\rho)^{\cdot} = \rho\dot{s}' + s\dot{\rho}' = 0$$

(штрих означает переменную часть величин в волне). Снова пренебрегая тепловым расширением жидкости, находим из третьего уравнения

$$p's/u_1^2 = -T'\rho c/T.$$

Исключив теперь v_s из первых двух уравнений, получим волновое уравнение $\ddot{p}' - u^2\Delta p' = 0$, в котором скорость распространения u дается формулой

$$u^2 = \frac{\rho_s}{\rho}u_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho}u_2^2.$$

4. Найти коэффициенты поглощения первого и второго звуков в гелии II.

Решение. Вычисление осуществляется аналогично тому, как это было сделано в § 79 для звука в обычных жидкостях; при этом вместо (79,1) используется выражение (140,10). В пренебрежении всеми членами, содержащими температурный коэффициент расширения β (в том числе в (141,10—11)), получим для коэффициентов поглощения:

$$\gamma_1 = \frac{\omega^2}{2\rho u_1^3}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta_2\right), \quad \gamma_2 = \frac{\omega^2\rho_s}{2\rho\rho_n u_2^3}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta_2 + \rho^2\zeta_3 - 2\rho\zeta_1 + \frac{\rho_n\varkappa}{\rho_s c}\right).$$

---

[1]) Уравнение же сохранения импульса (141,3) следует опустить: оно не имеет места в рассматриваемых условиях, когда к капилляру должна прилагаться внешняя сила, чтобы удерживать его покоящимся.