

УДК 534.222

© 1992 г. П.С. Ланда

К ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ КРОВЯНОГО ДАВЛЕНИЯ

Предложена и исследована модель двухканального генератора звука, позволяющая объяснить механизм возбуждения звуков Короткова, возникающих при измерении кровяного давления с помощью манжеты, в которую накачивается воздух. Модель позволяет также объяснить некоторые аномалии, которые бывают при этом методе измерения давления.

В 1905 г. Н.С. Коротковым был предложен метод измерения кровяного давления, получивший в силу своей простоты весьма широкое распространение в клинической практике [1]. Этот метод состоит в следующем. На предплечье накладывается резиновая манжета и закрепляется. В манжету накачивается воздух до давления, превышающего максимальное давление крови в артерии. При этом пульс оказывается полностью заглушенным. Давление воздуха в манжете измеряется манометром. Затем давление в манжете плавно снижается со скоростью приблизительно 3–5 мм рт.ст/с. Когда давление в манжете падает до определенного значения, возникают и регистрируются в области локтевого сгиба характерные звуки в виде щелчков, повторяющихся с каждым ударом сердца. Эти щелчки называются звуками Короткова. При дальнейшем понижении давления в манжете звуки сначала становятся все более громкими, а затем заглушаются и, наконец, исчезают. Давление в манжете, при котором впервые появляются звуки Короткова, принимают за максимальное (систолическое) кровяное давление, а давление в манжете, при котором звуки исчезают — за минимальное (диастолическое). В силу того что регистрация возникающих звуков проводится путем прослушивания, метод часто называют аускультаторным.

Несмотря на повсеместное применение метода Короткова и обилие теоретических и экспериментальных работ, посвященных ему (обзор и обсуждение этих работ даются, например, в [2–7]), полного понимания механизма возбуждения звуков до сих пор не существует. Об этом свидетельствует непрерывающийся поток работ, в которых предлагаются различные новые гипотезы, позволяющие, по мнению авторов, объяснить происхождение указанных звуков (см., например, [8]).

В настоящей работе при помощи модели двухканального генератора звука, предложенной в [9], делается попытка построения достаточно адекватной теории метода Короткова, позволяющей объяснить известные экспериментальные факты. В отличие от принятого сейчас рядом исследователей взгляда на звуки Короткова как на высокочастотные осцилляции на фронте ударной пульсовой волны [10, 11], в настоящей работе показано, что эти звуки имеют автоколебательную природу.

Чтобы объяснить возбуждение звуков Короткова, рассмотрим модель двухканального генератора звука, изображенную на рис. 1. В камере 1, подключенной к насосу, создается постоянное (или медленно меняющееся со временем) давление жидкости P_1 и обеспечивается ее постоянный или медленно меняющийся расход Q . Сосуд 2 длины L_2 имеет постоянное сечение S_2 , а сосуд 1 длины L_1 содержит пережатую часть с податливыми стенками небольшой длины l , сечение S_0 которой может изменяться. Сечение же широкой части сосуда 1 будем считать постоянным и равным S_1 . Отметим, что ана-

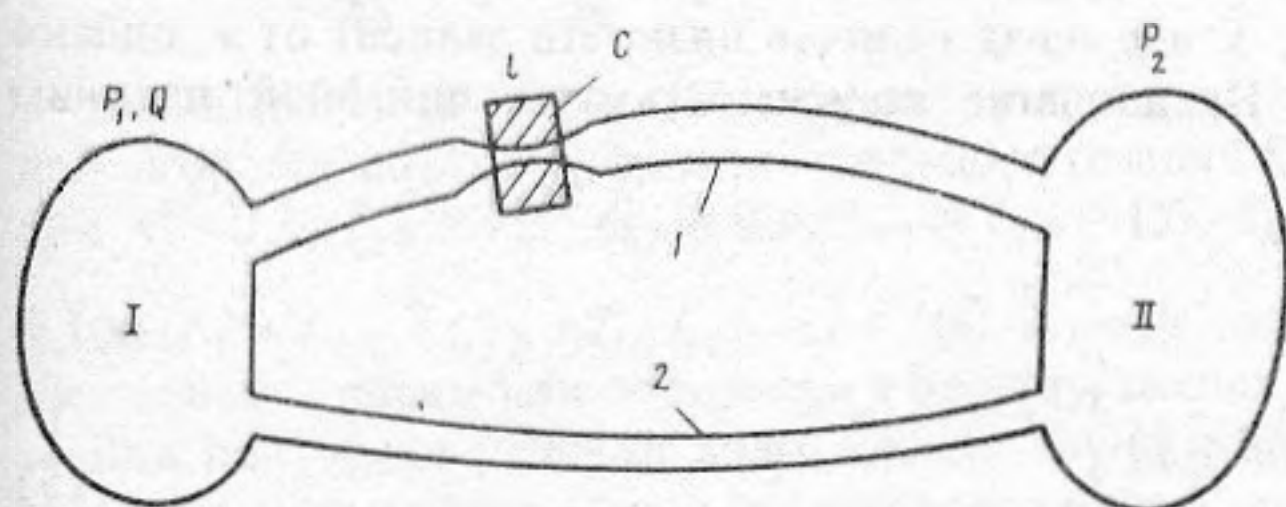


Рис. 1. Модель двухканального генератора звука

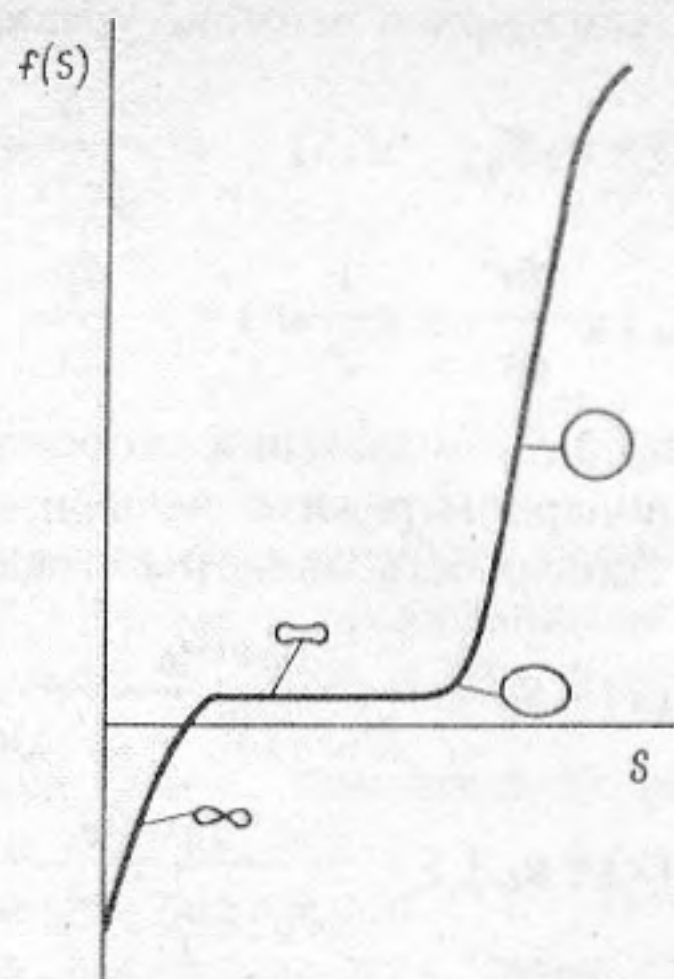


Рис. 2. Типичная форма функции податливости $f(S)$

логичная система использовалась авторами работы [3] для моделирования генерации звуков Короткова.

Уравнение малых колебаний сечения пережатой части сосуда I в предположении его круглой формы и с учетом окружающей эту часть сосуда муфты C с плотностью ρ_m получено в [11] и имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} - K \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \alpha(S) \frac{\partial S}{\partial t} + f(S) = p - p_e. \quad (1)$$

Здесь $\rho = (1/2\pi)\rho_m \ln(R_0/r_0)$, r_0 — радиус сжатой части сосуда I в стационарном состоянии, R_0 — внешний радиус муфты, $S_0 = \pi r_0^2$, $K = (1/2\pi)(T/r_0 + P_0 \ln(R_0/r_0))$, T — напряжение сосудистой стенки, P_0 — напряжение в муфте, $f(S)$ — функция податливости стенок пережатой части сосуда I , $\alpha(S)$ — коэффициент, пропорциональный динамической вязкости материала стенок и муфты, p — давление жидкости внутри сосуда, p_e — внешнее давление. Характерный график функции $f(S)$ приведен на рис. 2.

Чтобы вычислить давление p , запишем уравнения гидродинамики для несжимаемой жидкости. Считая p приближенно не зависящим от поперечных координат, можно получить следующие уравнения [9]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial(uS)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\rho_0}{S} \left(\frac{\partial(uS)}{\partial t} + \chi S \frac{\partial u^2}{\partial x} + \epsilon v u \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3)$$

где ρ_0 — плотность жидкости, u — усредненная по сечению скорость потока, χ и ϵ —

коэффициенты, зависящие от формы профиля скорости ($\chi = \frac{S}{2\pi} \int_0^R v^2 r dr / (\int_0^R v r dr)^2$,

$\epsilon = -RS \frac{\partial v}{\partial r} \Big|_{r=R} / \int_0^R v r dr$, где $v(r)$ — продольная составляющая скорости потока, R —

радиус пережатой части сосуда I ; для пуазейлевского профиля $\chi = 4/3$, $\epsilon = 8\pi$), ν — кинематическая вязкость. Отметим, что учет вязкости необходим для получения правильной зависимости скорости потока u от сечения S в стационарном режиме.

Стационарное решение уравнений (1)–(3) определяется следующими уравнениями:

$$uS = u_0 S_0, \quad f(S) - K \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = p - p_e, \quad (4)$$

$$\rho_0 \left(\chi \frac{du^2}{dx} + \epsilon \frac{\nu}{S} u \right) = - \frac{dp}{dx},$$

где u_0 и S_0 – значения скорости u и площади сечения S при $x = 0$. Из (4) видно, что в стационарном режиме величины u , S и p из-за наличия вязкости зависят от x , однако эта зависимость является слабой. Предполагая зависимость от x линейной, находим

$$S(x) = S_0 - \frac{\rho_0 \epsilon \nu u_0}{f'(S_0) S_0 - 2\rho_0 \chi u_0^2} x,$$

$$u(x) = u_0 \left[1 + \frac{\rho_0 \epsilon \nu u_0}{S_0 (f'(S_0) S_0 - 2\rho_0 \chi u_0^2)} x \right], \quad (5)$$

$$p(x) = p_e + f(S_0) - \frac{\rho_0 \epsilon \nu f'(S_0) u_0}{f'(S_0) S_0},$$

где $f'(S_0) = df/dS|_{S=S_0}$.

Граничные условия, позволяющие определить S_0 и u_0 , можно получить, выразив $p(0)$ и $p(l)$ через P_1 и Q . Для этого запишем уравнения, аналогичные (3), для сосуда 2 и широких частей сосуда 1, пренебрегая в них в силу малости скоростей потока нелинейными членами. Используя теорию ламинарного пограничного слоя [12, 13] и учитывая гидравлические сопротивления при изменении сечения сосуда [14], получим

$$p(0) = P_1 - \zeta_1 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) \frac{\rho_0 u_0^2}{2} - 4\rho_0 k' \sqrt{\frac{\pi \nu L_{11}}{S_1}} \left(\frac{S_0}{S_1} u_0 \right)^{3/2}, \quad (6)$$

$$p(l) = P_1 - \zeta_2 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) \frac{\rho_0 u_0^2}{2} - \zeta_{21} \frac{\rho_0 (Q - u_0 S_0)^2}{2S_2^2} +$$

$$+ 8\pi\rho_0 \frac{\nu L_{12} S_0 u_0}{S_1^2} - 4\rho_0 k' \sqrt{\frac{\pi \nu L_2}{S_2}} \left(\frac{Q - u_0 S_0}{S_2} \right)^{3/2},$$

где $\zeta_1(S_0/S_1) \approx \tilde{\zeta}_1(S_0/S_1) + \zeta_{11} S_0^2/S_1^2$, ζ_{11} и ζ_{21} – коэффициенты гидравлического сопротивления при входе в сосуды 1 и 2 ($1 < \zeta_{11}, \zeta_{21} < 2$), $\tilde{\zeta}_1(S_0/S_1)$ и $\zeta_2(S_0/S_1)$ – коэффициенты гидравлического сопротивления при входе в пережатую часть сосуда 1 и выходе из нее ($\tilde{\zeta}_1(S_0/S_1) = \zeta_{10} F_1(S_0/S_1)$, $\zeta_2(S_0/S_1) = \zeta_{20} F_2(S_0/S_1)$, где $1 < \zeta_{10} < 2$, $0 < \zeta_{20} < 1$, $F_{1,2}(0) = 1$, $F_{1,2}(1) = 0$), k' – некоторый коэффициент, определяющий толщину пограничного слоя.

Подставляя (6) в (5) при $x = 0$ и $x = l$, найдем уравнения для стационарных значений S_0 и u_0 :

$$P_1 - p_e = f(S_0) + \zeta_1 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) \frac{\rho_0 u_0^2}{2} + 4\rho_0 k' \sqrt{\frac{\pi \nu L_{11}}{S_1}} \left(\frac{S_0 u_0}{S_1} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

$$\left[\zeta_1 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) - \zeta_2 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) \right] \frac{u_0^2}{2} - \zeta_{21} \frac{(Q - u_0 S_0)^2}{2S_2^2} + 4k' \left[\sqrt{\frac{\pi \nu L_{11}}{S_1}} \left(\frac{S_0 u_0}{S_1} \right)^{3/2} - \right.$$

$$\left. - \sqrt{\frac{\pi \nu L_2}{S_2}} \left(\frac{Q - S_0 u_0}{S_2} \right)^{3/2} \right] + \frac{8\pi \nu L_{12} S_0 u_0}{S_1^2} +$$

$$+ \frac{\epsilon \nu u_0 l}{S_0 [f'(S_0) S_0 - 2\rho_0 \chi u_0^2]} \left[f'(S_0) S_0 - \rho_0 \zeta_2 \left(\frac{S_0}{S_1} \right) u_0^2 \right] = 0. \quad (8)$$

Отметим, что уравнение (8) справедливо лишь при $S_0 \ll S_1$. С другой стороны, когда

$S_0 \sim S_1$, т.е. сужение практически отсутствует, имеем

$$\zeta_{11} \frac{u_0^2}{2} - \zeta_{21} \frac{(Q - u_0 S_0)^2}{2S_2^2} + 4k' \sqrt{\frac{\pi \nu L_1}{S_1}} \left(\frac{S_0 u_0}{S_1} \right)^{3/2} - 4k' \sqrt{\frac{\pi \nu L_2}{S_2}} \left(\frac{Q - S_0 u_0}{S_2} \right)^{3/2} = 0. \quad (8')$$

Основываясь на (8) и (8'), можно построить качественные зависимости стационарной скорости потока u_0 от относительного сечения S_0/S_1 . Примеры таких зависимостей для $k' = 0,3$, $\zeta_{10} = 1,2$, $\zeta_{20} = 0,4$, $\zeta_{11} = \zeta_{21} = 1,6$, $S_2/S_1 = 10$, $L_{11}/\sqrt{S_1} = 10$, $L_1/\sqrt{S_1} = 100$ ($L_1 = L_{11} + L_{12} + l$), $L_2/\sqrt{S_1} = 200$ и ряда значений Q и l , показаны на рис. 3. Указанные зависимости построены в предположении, что $f'(S_0)S_0 \gg \rho_0 u_0^2$.

Для получения условий возбуждения звука линеаризуем уравнения (1)–(3) относительно малых отклонений от стационарного решения. В качестве этих малых отклонений удобно выбрать $\xi = S - S_{st}$, $\psi = uS - (uS)_{st}$, $\eta = p - p_{st}$. Пренебрегая вязкостью и зависимостью стационарного решения от координаты x , для ξ , ψ и η получим следующие линеаризованные уравнения:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - K \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \alpha(S_0) \frac{\partial \xi}{\partial t} + f'(S_0) \xi = \eta,$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\rho_0}{S_0} \left[\frac{\partial \psi}{\partial t} + 2\chi u_0 \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - u_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \right] = - \frac{\partial \eta}{\partial x}. \quad (9)$$

Здесь S_0 и u_0 определяются уравнениями (7) и (8).

Граничные условия для переменной η можно получить аналогично тому, как это было сделано в стационарном случае. Они имеют вид

$$\eta_0 = -\rho_0 \left[\frac{L_{11}}{S_1} \dot{\psi}_0 + \zeta_1 \frac{u_0}{S_0} (\psi_0 - u_0 \xi_0) + \frac{d\zeta_1}{d(S_0/S_1)} \frac{u_0^2}{2S_1} \xi_0 \right],$$

$$\eta_l = \rho_0 \left[\frac{L_{12}}{S_1} \dot{\psi}_l + \frac{L_2}{S_2} \dot{\psi}_0 - \zeta_2 \frac{u_0}{S_0} (\psi_l - u_0 \xi_l) - \frac{d\zeta_2}{d(S_0/S_1)} \frac{u_0^2}{2S_1} \xi_l + \zeta_{21} \frac{Q - u_0 S_0}{S_2^2} \psi_0 \right]. \quad (10)$$

Граничные условия для переменной ξ в значительной мере произвольны, поскольку для точного их определения нужно решить задачу для всего сосуда l , что аналитически невозможно. Однако эти условия не играют роли, если решать задачу в предположении достаточно больших длин волн, когда $Kk^2 \ll f'$, где k – волновое число. В этом предположении для критической скорости потока, соответствующей нижней границе возбуждения колебаний стенок сужения, получаем следующее приближенное выражение:

$$u_{0cr} = \frac{\alpha k B_1 - \zeta_{21} Q/S_2^2}{2\rho_0 B} S_0, \quad (11)$$

где

$$B_1 = \left[1 + \frac{L_{11} L_{12} S_0^2}{S_1^2} k^2 + \frac{(L_{11} + L_{12}) l S_0^2}{S_1^2} k^2 \right] \sin kl - kl \left(1 - \frac{L_{11} L_{12} S_0^2}{S_1^2} k^2 \right) \cos kl,$$

$$B = \frac{S_0}{S_1} k \left[(2\chi - \zeta_1) L_{12} - (2\chi - \zeta_2) L_{11} \right] \sin kl + (\zeta_1 - \zeta_2) \cos kl - \zeta_{21} \frac{S_0^2}{S_2^2},$$

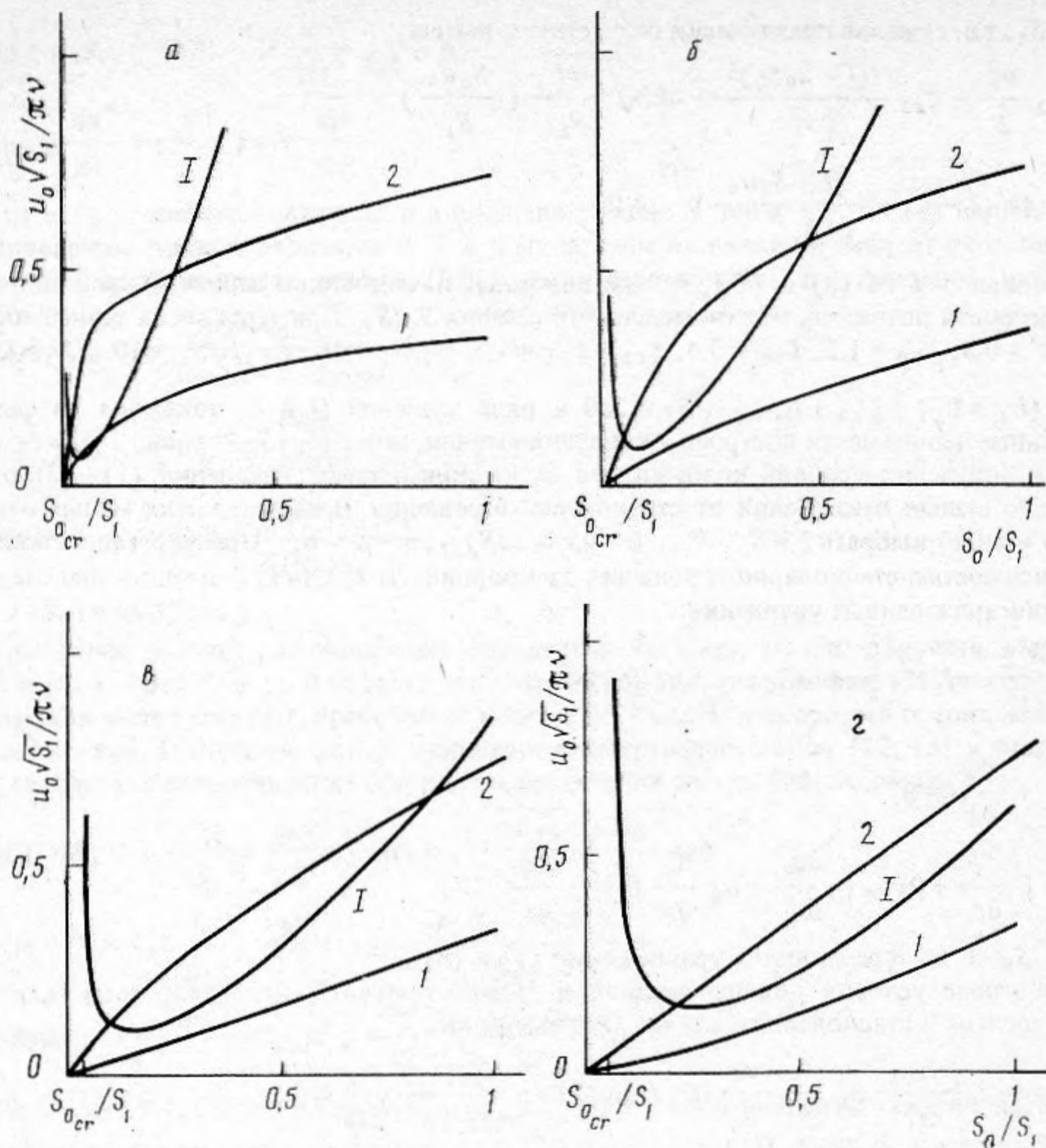


Рис. 3

Рис. 3. Зависимости стационарной скорости потока в относительных единицах $u_0\sqrt{S_1}/\pi\nu$ (кривые 1, 2) и критической скорости $u_{0cr}\sqrt{S_1}/\pi\nu$ (кривые I) от относительного сечения S_0/S_1 : 1 - $Q/(\pi\nu\sqrt{S_1}) = 500$; 2 - $Q/(\pi\nu\sqrt{S_1}) = 1000$. Кривые I построены для $\pi\nu/\sqrt{S_1} = 0,1$ см/с, $\alpha\sqrt{S_1}/\rho_0 = 200$ см/с. а - $l/\sqrt{S_1} = 3$, б - $l/\sqrt{S_1} = 6$, в - $l/\sqrt{S_1} = 12$, г - $l/\sqrt{S_1} = 20$

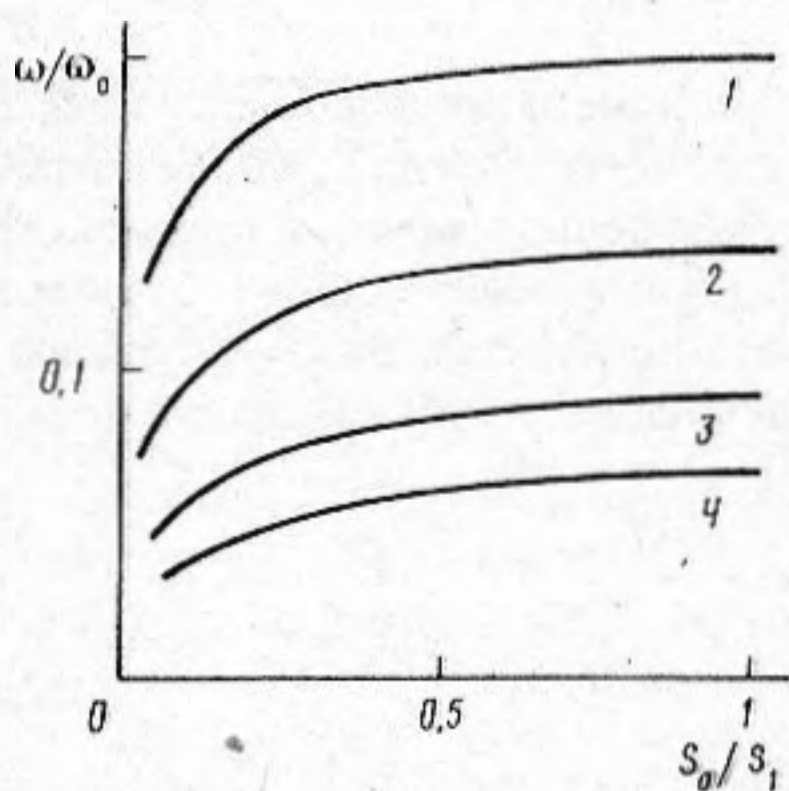


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости относительной частоты колебаний ω/ω_0 на границе возбуждения от S_0/S_1 : 1 - $l/\sqrt{S_1} = 3$, 2 - $l/\sqrt{S_1} = 6$, 3 - $l/\sqrt{S_1} = 12$, 4 - $l/\sqrt{S_1} = 20$

k — наименьшее собственное значение волнового числа, определяемое из уравнения

$$\left(1 - \frac{L_{11}L_{12}S_0^2}{S_1^2} k^2\right) \sin kl + k \frac{S_0}{S_1} (L_{11} + L_{12}) \cos kl + \frac{L_2 S_0}{S_2} k = 0. \quad (12)$$

Частота колебаний на границе возбуждения равна

$$\omega = k \sqrt{\frac{f' S_0}{\rho_0 + \rho S_0 k^2}}. \quad (13)$$

Выражения (11) — (13) получены при естественном условии малости затухания, когда $\alpha/\rho_0 \ll \omega_0$, где $\omega_0 = \sqrt{f'/\rho_0}$.

Зависимости u_{0cr} от S_0/S_1 , построенные по формуле (11) для соответствующих значений параметров, приведены на рис. 3. Величина S_{0cr} является корнем уравнения $B = 0$. Возбуждение звука возможно в той области значений S_0 и Q , где кривая $u_0(S_0)$, определяемая уравнениями (8), (8'), проходит выше соответствующей кривой $u_{0cr}(S_0)$ ¹. Отметим, что при выбранных значениях параметров величина u_{0cr} практически не зависит от Q .

На рис. 4 приведены зависимости относительной частоты возбуждаемого звука ω/ω_0 от S_0/S_1 для тех же значений параметров, что и на рис. 3. Из рисунка видно, что частота ω растет при увеличении S_0 и падает с ростом l .

Рассмотренный механизм возбуждения звука позволяет обосновать метод Короткова и объяснить ряд наблюдаемых экспериментально закономерностей.

Начиная с работы Короткова [1], наблюдаемые при уменьшении давления в манжете звуковые эффекты принято делить на четыре фазы. Первая фаза — появление почти чистых тонов с частотой от 100 до 300 Гц, когда давление в манжете близко к максимальному давлению крови в артерии. Вторая фаза — увеличение интенсивности звука и расширение его спектра до интервала 20—500 Гц (фаза шумов). Третья фаза характеризуется сужением спектра звука при дальнейшем росте его интенсивности. Наконец, четвертая фаза — это существенное уменьшение амплитуды звука при давлении в манжете, близком к минимальному давлению крови в артерии.

Все эти фазы могут быть объяснены с помощью изложенной теории. При постепенном уменьшении давления в манжете p_e сечение S_0 пережатой части артерии в среднем возрастает до тех пор, пока при максимальном давлении крови p_{max} не начнет выполняться условие возбуждения звука. Очевидно, что это происходит при $p_e = p_{e1} < p_{max}$. При дальнейшем понижении давления в манжете диапазон давлений крови, в котором выполняется условие возбуждения звука, вначале расширяется, а превышение скорости потока над критическим значением в центре этого диапазона увеличивается. Это должно привести к увеличению интенсивности и длительности щелчков. Вследствие увеличения интенсивности звука происходит усиление роли нелинейности, что может привести к переходу в хаотический режим колебаний [15], т.е. к существенному уширению спектра. Так можно объяснить появление шумовой фазы. Затем колебания вновь могут стать регулярными, но их интенсивность может продолжать расти до тех пор, пока максимальное превышение над порогом генерации звука будет расти (третья фаза). Затем при уменьшении p_e превышение над порогом генерации начнет уменьшаться, а диапазон давлений крови, где условие возбуждения звука выполняется, как правило, будет смещаться в сторону меньших значений. Это приведет к уменьшению амплитуды звуков и к соответствующему смещению щелчков в сторону диастолической стадии сердечного цикла. Наконец, при некотором значении давления в манжете $p_e = p_{e2}$ звуки могут полностью исчезнуть. Как правило, величина p_{e2} близка к минимальному значению давления крови в артерии p_{min} , но несколько больше его, поскольку при уменьшении артериального давления расход крови Q также уменьшается [12], что приводит к нарушению условия возбуждения звука.

¹ В соответствии с (7) значение S_0 определяется разностью давлений $P_1 - p_e$.

Таким образом, мы показали, что измеряемая разность давлений $p_{e1} - p_{e2}$, как правило, меньше перепада кровяного давления $p_{\max} - p_{\min}$, причем их отличие тем больше, чем меньше средний расход крови.

Перейдем теперь к объяснению известных аномалий, наблюдаемых при измерении кровяного давления методом Короткова. Предложенная модель позволяет это сделать.

Если расход крови Q в систолической фазе достаточно велик, то, как видно из рис. 3, условие возбуждения звука в систолической стадии сердечного цикла будет выполняться практически при любом давлении в манжете. Это приведет к отсутствию четвертой фазы, что и наблюдается у некоторых больных при введении адреналина в сердце, а также у тренированных спортсменов после физической нагрузки [2, 5, 16].

Наблюдаемое экспериментально [5] при напряжении мышц плеча увеличение частоты генерируемого звука и давления p_{e1} , при котором он возникает, можно объяснить следующим образом. При напряжении мышц, описываемом величиной P_0 в уравнении (1), увеличивается собственная частота ω_0 , вследствие чего увеличивается и частота звука. Кроме того, при напряжении мышц естественно ожидать увеличения расхода крови, что должно привести к некоторому увеличению p_{e1} .

Изложенная теория позволяет объяснить также уменьшение амплитуды звуков (вплоть до их полного исчезновения) и разности $p_{e1} - p_{e2}$ при уменьшении ширины манжеты. Как видно из рис. 3, это может быть связано с существенным сужением области значений S_0 , где выполняется условие возбуждения $u_0 > u_{0cr}$. Наоборот, при больших длинах манжеты эта область расширяется, что может привести к большим ошибкам в измерении p_{\min} . Опыт показывает, что наилучшее соответствие p_{e1} с p_{\max} и p_{e2} и p_{\min} для взрослых получается при $l = 12-13$ см.

Из приведенных результатов следует, что предложенная модель двухканального звукового генератора и ее теория позволяет прояснить механизм возбуждения звука при измерении кровяного давления методом Короткова. Одним из наиболее важных результатов, полученных в работе, является вывод о том, что измеряемые давления определяются не только истинными максимальным и минимальным артериальными давлениями, но и средним расходом крови, т.е. свидетельствуют о работе сердца. Если сердце обеспечивает малый расход крови, то измеряемая разность давлений мала. Кроме медицинского приложения, предложенная модель звукового генератора, по-видимому, может найти и другие применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротков Н.С. К вопросу о методах исследования кровяного давления // Изв. Императорской военно-медицинской академии. 1905. Т. 2. № 4. С. 365-367.
2. Косицкий Г.И. Звуковой метод исследования артериального давления. М.: Медгиз, 1959.
3. Энлайкер М., Раман К.Р. Звуки Короткова при диастоле как явление динамической неустойчивости оболочек // Гидродинамика кровообращения. М.: Мир, 1971. С. 61-88.
4. Geddes L.A. The direct and indirect measurement of blood pressure. Chicago: Year Book Medical Publishers, 1970.
5. Григорян С.С., Саакян Ю.З., Цатурян А.К. К теории метода Короткова // Биомеханика. 1984. № 15-16. С. 54-75.
6. Erskine M.J. Blood pressure sounds and their meaning. Springfield, Thomas, 1957.
7. Grotberg J.B., Davis S.H. Fluid-dynamic flapping of a collapsible channel: sound generation and flow limitation // J. Biomech. 1980. V. 13. № 3. P. 219-230.
8. Drzemiecki G.M., Melben J., Noordergraaf A. The Korotkoff sound // Ann. Biomed. Eng. 1989. V.17. P. 325-359.
9. Landa P.S., Redenko O.V., Bakscis B.P. Excitation of body self-oscillation in gas or fluid flows // Opt. and Acoustical Rev. 1991. V. 1. № 4.
10. Чузаевский Ю.В. Элементы теории нелинейных и быстропеременных волновых процессов. Кишинев: Штиинца, 1974. С. 82-83.
11. Григорян С.С., Саакян Ю.З., Цатурян А.К. О механизме генерации звуков Короткова // Докл. АН СССР. 1980. Т. 251. № 3. С. 570-574.
12. Каро К., Педли Т., Шротер Р., Сид У. Механика кровообращения. М.: Мир, 1981.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
14. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

15. *Неймарк Ю.И., Ланда П.С.* Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
16. *Григорян С.С., Саакян Ю.З., Цатурян А.К.* О причинах возникновения "бесконечного" тона Короткова // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259. № 4. С. 793-797.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
30.10.91

P.S. Landa

ON THE THEORY OF ACOUSTIC METHOD OF BLOOD PRESSURE MEASUREMENTS

A model of a two-channel sound generator is proposed and investigated. This model consists of a chamber connected to a pump and two vessels. One of these vessels has a short contraction with elastic walls. The contraction is enclosed in a clutch. The contraction cross-section may be variable. Oscillations self-excitation conditions of the contraction walls are found out.

The model allows to clear up the mechanism of sound generation in the process of the blood pressure measurements by the Korotkov method. Moreover, it also enables us to explain some known anomalies which are observed sometimes in this process, e.g. the inability to measure the diastole pressure for patients after the adrenalin injection and for trained athletes after a physical load.

One of the most significant results following out the consideration of our model is that the measured pressures are determined not only by the systole (upper) and diastole (lower) blood pressures but also by the average blood expenditure that is provided by the heart.