

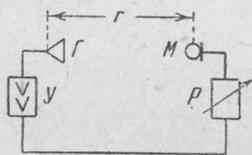
Ю. М. СУХАРЕВСКИЙ

К ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ЗВУКОУСИЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 29 XII 1939)

1. Возникновение в звукоусилительных системах собственных колебаний, обусловленных воздействием громкоговорителя на микрофон, т. е. акустической обратной связью (а. о. с.), представляет неприятнейшую особенность таких систем, часто приводящую к необходимости работать с недостаточным уровнем громкости. Вопрос об а. о. с. частично освещен в статьях Бовшеверова (1) и Горелика (2) и более подробно в статье

Бюрка (3), не содержащей, однако, анализа некоторых случаев а. о. с., имеющих большое значение.



Фиг. 1.

В этой работе мною дана теория а. о. с. в сложных звукоусилительных системах. В частности, подвергнут исследованию вопрос об а. о. с. в условиях закрытого помещения, представляющий наибольший практический интерес. В следующих моих работах, сданных в печать, приводятся

результаты экспериментального исследования а. о. с. в закрытом помещении и рассматривается вопрос о предельно возможном усилении звука (лимитирующим фактором является а. о. с.).

2. Обратимся прежде всего к выражениям для простейших случаев а. о. с. Эти выражения (1—6) были выведены в свое время мною и М. И. Рабиновичем независимо от Бюрка и у Бюрка некоторые из них выведены неточно. На фиг. 1 изображена простейшая звукоусилительная система, работающая в условиях открытого пространства и состоящая из микрофона  $M$ , усилителя  $U$ , регулятора усиления  $P$  и громкоговорителя  $G$ , удаленного на расстояние  $r$  от микрофона (расстояние  $r$  можно назвать акустическим путем). На микрофоне задано некоторое начальное давление  $p_0$  от постороннего источника. Если установка работает в линейном режиме и коэффициент обратной связи в системе  $\mu < 1$ , то модуль полного давления волны, излучаемой громкоговорителем, у микрофона при установившемся режиме

$$p = \frac{P_0 \mu}{(1 - 2\mu \cos \varphi + \mu^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — фаза  $\mu$ , определяющаяся (если электроакустическая часть

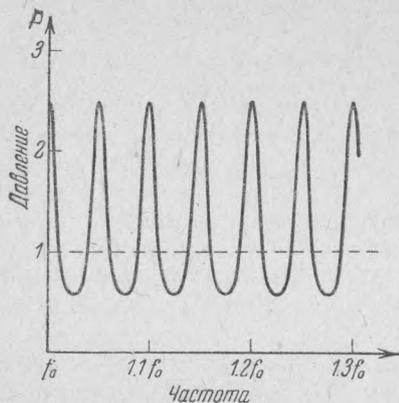
тракта не вызывает сдвига фазы) соотношением  $\varphi = 2\pi \frac{r}{\lambda}$  ( $\lambda$  — длина волны). При  $r = n\lambda$  ( $n$  — целое число), т. е. когда  $\mu$  — вещественный и положительный,

$$p = \frac{p_0 \mu}{1 - \mu}; \quad (2)$$

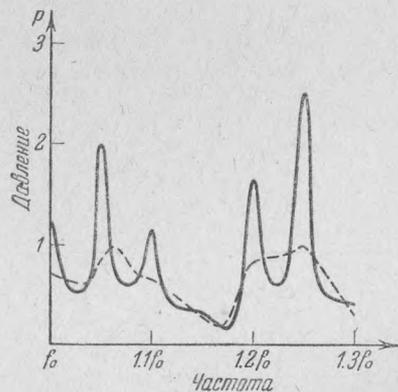
при  $r = (2n - 1) \frac{\lambda}{2}$ , т. е. когда  $\mu$  — отрицательный,

$$p = \frac{p_0 \mu}{1 + \mu}. \quad (3)$$

3. При изменении частоты источника, задающего давление  $p_0$ , и при сохранении неизменной амплитуды  $p_0$  и  $\mu$  модуль полного давления  $p$  должен проходить через максимумы и минимумы. На фиг. 2 приведены частотные характеристики идеальной системы, имеющей независимый



Фиг. 2.



Фиг. 3.

от частоты  $\mu$ . Пунктирная кривая приблизительно иллюстрирует частотную характеристику при  $\mu \ll 1$ , сплошная кривая — при  $\mu = 0,6$ .

Число пик, приходящихся на октаву ( $= \frac{r}{\lambda_n}$ , где  $\lambda_n$  — длина волны при нижней граничной частоте октавы), для средних и верхних частот велико, поэтому существование этих пик мало заметно на слух. Повышение общего уровня передачи, обусловленное наличием а. о. с., можно приблизительно определить (при равномерном распределении энергии по частотам) из выражения

$$N = \frac{1}{p_0^2 \mu^2} \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left[ \frac{p_0 \mu}{(1 - 2\mu \cos \varphi + \mu^2)^{1/2}} \right]^2 d\varphi = \frac{1}{1 - \mu^2}. \quad (4)$$

На фиг. 3 приведен участок частотной характеристики некоторой реальной системы (с непостоянным  $\mu$ ). Пунктирная кривая попрежнему соответствует случаю  $\mu \ll 1$  и дает представление о частотной характеристике системы без а. о. с., а сплошная кривая вычислена для случая, когда  $\mu_{\max} = 0,6$ . В противоположность случаю фиг. 2 здесь частотные искажения должны быть весьма заметными, так как добавочные пики, обусловленные а. о. с., возникают практически только на тех сравнительно редких

частотах, которым соответствуют наибольшие пики частотной характеристики  $\mu$ . Общее повышение уровня в случае фиг. 3 незначительно.

4. Рассмотрим затухание сигнала в системе с а. о. с. Можно показать, что давление  $p_t$  волны, излучаемой громкоговорителем, у микрофона спустя время  $t$  после прекращения работы источника, задающего давление  $p_0$ , определяется выражением

$$p_t = p_0 \mu^{\frac{c}{r} t}, \quad (5)$$

где  $c$  — скорость звука. Вообще говоря, кривая затухания (оглабающая амплитуд) имеет ступенчатый вид с шириной ступеньки, равной  $\frac{r}{c}$ , но средняя кривая имеет экспоненциальную форму, соответствующую выражению (5). Можно показать, что скорость затухания не зависит от фазы  $\mu$ . Если  $\mu$  не зависит от частоты (как в случае фиг. 2), то система дает эффект, аналогичный эффекту реверберации в закрытом помещении. Время регенеративной реверберации системы с а. о. с.

$$T_r = \frac{-6,9r}{c \ln \mu}. \quad (6)$$

В случае фиг. 3, когда  $\mu$  непостоянен, частотная характеристика регенеративной реверберации имеет пики, и затухание в системе дает эффект «позванивания», а не эффект реверберации, так как подчеркиваются и затягиваются практически только отдельные тоны тех частот, которые соответствуют пикам характеристики  $\mu$ .

5. Большой интерес представляет анализ работы звукоусилительной системы со многими акустическими путями. Такой системой является, например, установка со многими громкоговорителями, изображенная на фиг. 4. Рассмотрим случай, когда громкоговорители разделены одинаковыми расстояниями  $r_0$  и образуют полубесконечную цепочку, причем коэффициент усиления в цепи  $n$ -го громкоговорителя  $\mu_n = \mu_0 \rho^{n-1}$ , где  $n$  — номер громкоговорителя\*. Если суммарный коэффициент усиления системы

$$\mu = \sum_{n=1}^{n=\infty} \mu_0 \rho^{n-1} = \frac{\mu_0}{1 - \rho} < 1 \quad (7)$$

(при этом, очевидно, и  $\rho < 1$ ), то можно показать, что полное давление у микрофона для установившегося режима

$$p = \frac{p_0 \mu}{1 - \mu} = \frac{p_0 \mu_0}{1 - (\rho + \mu_0)}. \quad (8)$$

Определим для такой системы время регенеративной реверберации. Можно показать, что

$$p_t = p (\rho + \mu_0)^{\frac{c}{r_0} t}. \quad (9)$$

\* Величины  $\mu_0$  и  $\rho$ , вообще говоря, могут быть комплексными, но мы в дальнейших выводах будем полагать их действительными, поскольку а. о. с. в этом случае оказывает наибольшее влияние на характеристики системы. Переход к комплексным  $\mu_0$  и  $\rho$  может быть совершен непосредственно в окончательных выражениях. Следует отметить, что принятый здесь для полубесконечной цепочки закон изменения коэффициента усиления при переходе от каждого громкоговорителя к соседнему только приблизительно может выразить условия, имеющие место для реальных цепочек.

Таким образом затухание происходит по экспоненциальному закону, и время регенеративной реверберации

$$T_r = \frac{-6,9r_0}{c \ln(\rho + \mu_0)} = \frac{r_0 - 6,9r_0}{c \ln[\mu + \rho(1 - \mu)]} \quad (10)$$

Если бы в рассмотренной системе отсутствовала а. о. с., то все же система давала бы реверберационный эффект, обусловленный неодинаковым временем прихода звуковых волн от различных громкоговорителей. Легко показать, что отношение регенеративной реверберации к естественной реверберации\*

$$\frac{T_r}{T} = \frac{\ln \rho}{\ln[\mu + \rho(1 - \mu)]} \quad (11)$$

Кривые  $\frac{T_r}{T} = f(\rho)$  для различных  $\mu$  приведены на фиг. 5.

6. Рассмотрим сложную звукоусилительную систему, состоящую из одного микрофона и множества расположенных вокруг него по концентрическим кольцам громкоговорителей\*\*. Кольца разделены равными промежутками  $r_0$ . Плотность размещения громкоговорителей сохраняется постоянной, поэтому число громкоговорителей в кольце пропорционально радиусу кольца. Примем, что звуковые волны от всех громкоговорителей приходят к микрофону в одной фазе, что мощности всех громкоговорителей одинаковы и что число колец бесконечно велико. Кроме того примем, что волны—сферические, а также учтем поглощение звука в воздухе (или при прохождении волны вдоль поглощающей поверхности).

Для громкоговорителей  $n$ -го кольца суммарный коэффициент усиления

$$\mu_n = [k\nu] \left[ e^{-\frac{\gamma}{2}r_0} \right]^{n-1} = \mu_0 \rho^{n-1}, \quad (12)$$

где  $\gamma$ —коэффициент затухания,  $\nu$ —коэффициент усиления для каждого громкоговорителя первого кольца,  $k$ —число громкоговорителей первого кольца. Таким образом все выражения для цепочки действительны и для кольцевой системы.

7. Применим теорию бесконечной цепочки для случая работы звукоусилительной системы с одним громкоговорителем в закрытом помещении. Воспользуемся представлениями Эйринга<sup>(4)</sup> о концентрических зонах мнимых источников, каждая из которых соответствует некоторому порядку отражений. Заменяя эти зоны эквивалентными громкоговорителями, получим мнимую цепочку, аналогичную цепочке фиг. 4. Очевидно, что расстояние между громкоговорителями мнимой цепочки  $r_{cp}$  равно среднему пути свободного пробега волны в помещении между двумя соседними отражениями (для прямоугольных помещений  $r_{cp} = \frac{4V}{S}$ , где  $V$ —объем, а  $S$ —площадь внутренних поверхностей помещения). Коэффициент  $\rho$  эквивалентен среднему коэффициенту отражения (по давлению)  $g = (1 - \alpha)^{1/2}$ , где  $\alpha$ —средний коэффициент поглощения.

В отличие от случая цепочки громкоговорителей, работающих на открытом воздухе, где при вычислении полного давления мы выполнили про-

\* Можно утверждать, что именно величина отношения  $\frac{T_r}{T}$ , а не самого  $T_r$  определяет различимость искажений звука, обусловливаемых а. о. с.

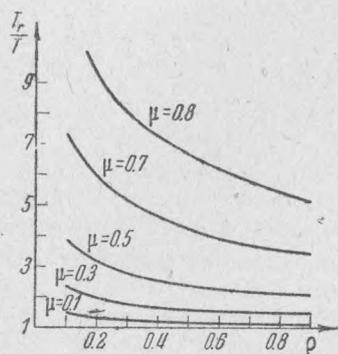
\*\* Сущность дела не меняется, если громкоговорители расположены только в пределах сектора.

стую суммацию давлений от различных громкоговорителей, в случае закрытого помещения будем суммировать энергии. При этом давления, очевидно, нужно складывать квадратично\*. Поэтому вместо (7), (8) и (9) следует написать соответственно

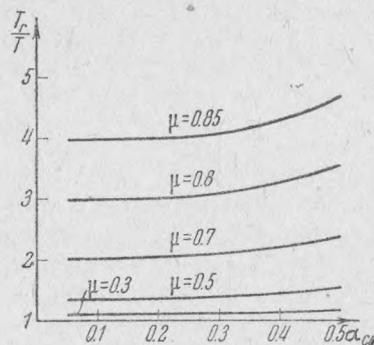
$$\mu = \left[ \sum_{n=1}^{n=\infty} (\mu_0 g^{n-1})^2 \right]^{1/2} = \frac{\mu_0}{(1-g^2)^{1/2}} = \frac{\mu_0}{\alpha^{1/2}}, \quad (13)$$

$$P = \frac{P_0 \mu}{(1-\mu^2)^{1/2}} = \frac{P_0 \mu_0}{[1-(g^2 + \mu_0^2)]^{1/2}}, \quad (14)$$

$$p_t = P (g^2 + \mu_0^2)^{\frac{c}{2r_{cp}}} t. \quad (15)$$



Фиг. 5.



Фиг. 6.

Для  $T_r$  (в случае прямоугольного помещения) получим:

$$T_r = \frac{-6,9r_{cp}}{c \ln(g^2 + \mu_0^2)^{1/2}} = 0,161 \frac{V}{-S \ln[1 - \alpha(1 - \mu^2)]}. \quad (16)$$

Естественная реверберация (по Эйрингу)

$$T = \frac{-6,9r_{cp}}{c \ln g} = 0,161 \frac{V}{-S \ln_2(1 - \alpha)} \quad (17)$$

и отношение

$$\frac{T_r}{T} = \frac{\ln(1 - \alpha)}{\ln[1 - \alpha(1 - \mu^2)]}. \quad (18)$$

Кривые  $\frac{T_r}{T} = f(\alpha)$  для различных  $\mu$  приведены на фиг. 6.

В следующей моей работе будет показано, что результаты экспериментального исследования а. о. с. в условиях закрытого помещения хорошо согласуются с теорией.

8. Выражения для регенеративной реверберации в звукоусилительной системе, работающей в закрытом помещении, можно вывести и другим

\* В случае цепочки громкоговорителей на открытом воздухе также можно было бы суммировать энергии, а не давления, так как синфазность давлений от всех громкоговорителей возможна только в идеальном случае полной идентичности параметров цепей всех громкоговорителей (эти цепи должны отличаться только по модулю коэффициента усиления). Вообще выражения, выведенные для идеальной цепочки и для помещения, нужно рассматривать как пределы, между которыми должно лежать решение для реальных сложных систем, работающих на открытом воздухе, и для систем, работающих в закрытом помещении.

путем, рассматривая дифференциальное уравнение для энергии. В процессе затухания изменение плотности энергии за время  $\Delta t$

$$\Delta E = -\frac{Ec}{4V} \alpha S \Delta t + \frac{W}{V} \Delta t, \quad (19)$$

где первый член правой части определяет потери на поверхностях помещения, второй член—прибавку энергии за счет остаточного излучения мощности  $W$  громкоговорителем (и то и другое, отнесенное к единице объема).

Выражая  $W$  через  $E$  и  $\mu$  и переходя к дифференциалам, получаем уравнение, решение которого

$$E = E_0 e^{-\frac{\alpha Sc}{4V} (1-\mu^2)t}. \quad (20)$$

Отсюда можно найти время регенеративной реверберации, отношение которого к времени естественной реверберации (в сэбиновской трактовке)

$$\frac{T_r}{T} = \frac{1}{1-\mu^2}. \quad (21)$$

Сравнение (21) с (18) показывает, что первое выражение является хорошим приближением второго при  $\alpha \ll 1$ . Такой результат можно было ожидать, так как при выводе выражений (20) и (21) мы исходили из теории Сэбина-Егера, тогда как ранее мы пользовались методом, аналогичным методу Эйринга.

9. Известно, что в результате сложной интерференции волн в каждой отдельной точке помещения даже при условии постоянства излучаемой мощности давление резко меняется с изменением частоты. Поэтому сказанное о качественном эффекте а. о. с. в системе с характеристикой фиг. 3 в еще большей степени относится к системе, работающей в помещении. А. о. с. в такой системе может вызвать только эффект «позванивания», но не эффект увеличения гулкости помещения, что хорошо известно из опыта. Интерференционные явления сильно выражены и в сложных системах, работающих на открытом воздухе. А. о. с. в таких системах должна давать аналогичный качественный эффект.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академия Наук СССР  
Москва

Поступило  
2 I 1940

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> В. Бовшеверов, ЖТФ, VI (1936). <sup>2</sup> Г. Горелик, ЖТФ, IX (1939).  
<sup>3</sup> W. Bürck, Telef. Zeit., № 77 (1938). <sup>4</sup> C. Eiring, Journ. Acoust. Soc. of Amer., Oct. (1930).