

Е. Я. ПУМПЕР

## УРОВЕНЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 2 III 1949)

Ранее нами были опубликованы результаты измерений уровня электрических флуктуаций в некоторых металлических проводниках (<sup>1,2</sup>). Исследовались тонкие (диаметром от 0,03 до 0,06 мм) проводники из вольфрама и сплавов высокого сопротивления: нихрома и адванса. Измерения показали, что уровень флуктуаций в этих проводниках выше, чем это следует из теории теплового эффекта. Специальными опытами (<sup>2,3</sup>) было установлено, что такой результат может быть объяснен существованием в проводниках дополнительного неравновесного процесса с законом распределения вероятностей, отличным от „нормального“.

Применявшаяся в этих опытах методика измерения не дала возможности произвести такие же исследования для проводников большего диаметра и для других металлов. Не оказалось также возможным повысить частоту, на которой производилось измерение (в прежних опытах она равнялась 16000 гц). Условия опыта в применявшейся методике были таковы, что для получения надежных результатов измеряемое сопротивление должно было иметь минимальную величину порядка  $10^4$  ом при емкости между витками не выше 50 см. Это ограничивало выбор исследуемых металлов, диаметр провода и максимальную частоту измерений. Но расширение границ области исследования по ряду причин представляет интерес: во-первых, важно было выяснить, не связаны ли обнаруженные явления с малостью диаметров исследованных проводников; во-вторых, в связи с опубликованной в 1947 г. работой Фюрта и Мак-Дональда (<sup>4</sup>), в которой даны результаты исследования закона распределения вероятностей флуктуаций для колебательного контура из медного провода. Указанные авторы получили для этого случая нормальный закон распределения. Такой результат не находится в прямом противоречии с нашими прежними результатами, так как сопротивления из медного провода нами до сих пор не исследовались. Кроме того, цитированные авторы производили исследования на более высокой частоте. Но результат Фюрта и Мак-Дональда для меди не согласуется с нашими результатами (<sup>1,2</sup>) для других металлических проводников. Поэтому экспериментальная проверка уровня флуктуаций для меди на более высоких частотах представляла интерес.

Для осуществления таких опытов применявшаяся ранее методика (<sup>2</sup>), по указанным выше обстоятельствам, была непригодна. Вследствие этого она подверглась следующим изменениям: на вход измеритель-

ного усилителя вместо исследуемого сопротивления подключался тщательно заэкранированный контур. Выходной контур измерительного усилителя (2) возможно точнее настраивался в резонанс со входным на частоту около 50000 гц. Измерялся средний квадрат флуктуаций, вызываемых полным активным сопротивлением входного контура, которое состоит из омического сопротивления катушки самоиндукции, диэлектрических потерь, потерь, вызываемых экранировкой, и т. д. Градуировочное напряжение  $E_0$  включалось в разрыв цепи самоиндукции входного контура между концом катушки и общей точкой схемы (точки  $a$  и  $b$  на рис. 1). При снятии градуировочной кривой усиления  $V_{20}(f)$  постоянно напряжение  $E_0$ , задаваемого от стандарт-генератора, контролировалось специальным чувствительным ламповым вольтметром  $ЛВ_1$  (рис. 1). Полное активное сопротивление контура  $R$  вычислялось из выражения  $Q = V_c/E_0 = 1/\omega cR$ .  $Q$  измерялось при резонансе с помощью линейного лампового вольтметра  $ЛВ_2$ .

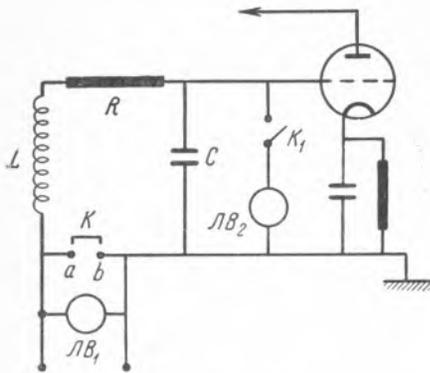


Рис. 1

Приключении этого вольтметра не вызывало заметного изменения напряжения на выходе усилителя. При измерении среднего квадрата флуктуаций на выходе усилителя вольтметр  $ЛВ_2$  отключался и замыкателем  $K$  закорачивались точки  $a$  и  $b$  входной цепи.

Входной лампой в измерительном усилителе служил триод 6-Ф-5, обладающий более низким уровнем шумов, чем многосеточные лампы. Зато при работе с такой лампой на входе приходится учитывать реакцию анода на цепь сетки, которая в триоде имеет большее зна-

чение. Если бы обратной реакции не было, то для вычисления постоянной Больцмана  $K'$  из измеренного среднего квадрата флуктуаций было бы справедливо применявшееся ранее выражение

$$K' = \frac{E_0^2 (\overline{V^2} - \overline{v_1^2}) 10^7}{4RTS} \text{ эрг/град}, \quad (1)$$

где  $\overline{V^2}$  — полный средний квадрат флуктуаций, измеряемый на выходе усилителя;  $\overline{v_1^2}$  — средний квадрат флуктуаций усилителя, измеряемый при замкнутой сетке входной лампы;  $S = \int_0^\infty V_{20}^2(f) E_0 = \text{const} df$  (этот интеграл вычисляется графически).

Если бы величины  $\overline{V^2}$ ,  $\overline{v_1^2}$  и  $S$  снимались в одинаковых условиях, то обратную реакцию можно было бы не учитывать, так как она входила бы в них одинаково. Но  $\overline{v_1^2}$  определяется при замкнутой сетке входной лампы, т. е. без реакции обратной связи. Поэтому этот член в выражении (1) должен быть умножен на коэффициент  $P$ , учитывающий влияние обратной реакции,  $P = \overline{v_p^2}/\overline{v^2}$ , где  $\overline{v_p^2}$  — средний квадрат флуктуаций на выходе усилителя с учетом обратной реакции, а  $\overline{v^2}$  — средний квадрат тех же флуктуаций при отсутствии обратной связи

$$\overline{v_p^2} = \frac{1}{E_0^2} \int_0^\infty \overline{\varepsilon^2(f)} V_{(2)}^2(f) df = \frac{1}{E_0^2} S'$$

где  $\overline{\varepsilon^2(f)}$  — эдс, приключенная к точкам  $a$  и  $b$  (рис. 1) входного контура, вызывающая при наличии реакции обратной связи такой же эффект на выходе, как дробовой эффект первой лампы.

Та же эдс  $\overline{\varepsilon^2(f)}$  при отсутствии реакции обратной связи вызовет на выходе усилителя напряжение, средний квадрат которого равен

$$\overline{v^2} = \frac{1}{E_0^2} \int_0^{\infty} \overline{\varepsilon^2(f)} V_{(2)}^2(f) \left[ \frac{V_{20}(f)}{V_{10}(f)} \right]^2 df = \frac{1}{E_0^2} S''.$$

Здесь  $V_{20}(f)$  — гармоническое напряжение на выходе усилителя при отсутствии обратной реакции (входной контур замкнут накоротко), если источник гармонической эдс включен в анодную цепь первой лампы;  $V_{10}(f)$  — то же при наличии обратной реакции (входной контур разомкнут). Экспериментально эти величины определялись при помощи гармонического напряжения, подключавшегося на сопротивление около 100 ом в анодной цепи первой лампы. Следовательно,

$$P = \overline{v_p^2} / \overline{v^2} = S' / S'' \quad (2)$$

Оба интеграла, определяющие  $S'$  и  $S''$ , вычисляются графически после перемножения кривых, входящих в подинтегральное выражение. Зависимость  $\varepsilon(f)$  определяется из опыта на основании следующих соображений. Действие  $\varepsilon(f)$  должно быть эквивалентно действию дробового эффекта первой лампы на выходную цепь усилителя. Спектральное распределение дробового эффекта от частоты не зависит. Поэтому  $\varepsilon(f)$  может быть следующим образом определено из опыта. К точкам  $a$  и  $b$  (рис. 1) подводится гармоническое напряжение от стандарт-генератора, измеряемое вольтметром  $ЛВ_1$ . В анодную цепь входной лампы включается сопротивление порядка 100 ом, на котором ламповым вольтметром измеряется напряжение, пропорциональное анодному току  $I_0$ . Изменение частоты задаваемого напряжения при  $I_0 = \text{const}$  даст зависимость, пропорциональную  $\varepsilon(f)$ .

Следует иметь в виду, что величина  $K'$ , определяемая таким путем из опыта, относится к полному активному сопротивлению входного контура. Известно, что для омического сопротивления некоторых металлов  $K' > K = 1,38 \cdot 10^{-10}$  эрг/град. Какое значение имеет  $K'$  для сопротивлений, обусловленных диэлектрическими потерями и другими факторами, пока неясно. Поэтому, если для контура измерение дает  $K' > K$ , то значение  $K'$  нельзя непосредственно отнести к металлу, из которого сделана самоиндукция. Если же  $K' = K$ , то это означает, что для всех слагающих активного сопротивления контура уровень флуктуаций находится в соответствии с теоретическим значением.

Такой результат ( $K' = K$ ) был нами получен для контура с самоиндукцией из медного провода. В табл. 1 показаны результаты измерений при сопротивлении медного провода  $R_m = 3,25$  ом, полном сопротивлении контура  $R = 7,78$  ом, резонансной частоте  $f = 5,7 \cdot 10^4$  гц и при емкости контура  $0,99 \cdot 10^{-8}$  ф.

Т а б л и ц а 1

$K' \cdot 10^{16}$ в эрг/град . . .	1,38	1,47	1,43	1,34	1,35	1,39	1,35	1,43	1,33
$K'_{\text{ср}} =$	$1,39 \cdot 10^{-16}$ эрг/град								

Опыт с медным контуром дал следующие результаты. Во-первых, он показал, что для меди уровень флуктуаций соответствует теоретическому, что согласуется с результатами Фюрта и Мак-Дональда (4). Во-вторых, сопротивления, вносимые в контур от всех источников потерь, также имеют уровень флуктуаций, соответствующий теорети-

ческому. Это дает возможность производить измерение уровня флуктуаций во всех металлах, подключая соответствующие сопротивления последовательно с самоиндукцией контура.

Положим, что в контуре, полное сопротивление которого  $R + R_x$ , включено сопротивление  $R_x$  из исследуемого металла. Полный средний квадрат эдс флуктуаций такого контура равен сумме средних квадратов эдс от обоих слагающих сопротивлений, т. е.

$$4(R + R_x) K'' T dt = 4 R K T dt + 4 R_x K' T df,$$

или

$$K'' = \frac{R}{R_x} (K'' - K) + K', \quad (3)$$

где  $K''$  — постоянная Больцмана, полученная из измерения согласно формуле (1), и  $K'$  — та же постоянная, которую дал бы этот опыт, если бы полное сопротивление контура состояло только из омического сопротивления исследуемого металла.

Таким способом было определено значение  $K'$  для нихромовой проволоки диаметром 0,4 мм и сопротивлением  $R_{x_1} = 4,85$  ом и  $R_{x_2} = 6,82$  ом при частоте  $f = 5,8 \cdot 10^4$  гц,  $C_1 = 0,99 \cdot 10^{-8}$  Ф и  $C_2 = 0,93 \cdot 10^{-8}$  Ф. Данные измерений показаны в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

$R_x = 4,85$ ом
$K'' \cdot 10^{16}$ эрг/град. . . 1,49 1,42 1,45 1,53 1,50 1,43 1,46 1,50
$K''_{\text{ср}} = 1,47 \cdot 10^{-16}$ эрг/град; $K' = 1,71 \cdot 10^{-16}$ эрг/град
$R_x = 6,82$ ом
$K'' \cdot 10^{16}$ эрг/град. . . 1,48 1,50 1,45
$K''_{\text{ср}} = 1,48 \cdot 10^{-16}$ эрг/град; $K' = 1,7 \cdot 10^{-16}$ эрг/град

Из этих результатов видно, что для частоты около 50000 гц  $K' \cong 1,7 \cdot 10^{-16}$  эрг/град.

Чтобы сравнить этот результат с данными для тонкого нихрома на той же частоте, был специально измерен ранее описанным методом (2) уровень флуктуаций для нихромового сопротивления 26300 ом из проволоки диаметром 0,06 мм. Провод был намотан однослойной намоткой на кварцевую трубку диаметром 2 см. При таких условиях расчетная емкость между витками не превышала 5 см и не должна была существенно сказываться на результатах измерения, показанных в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

$K' \cdot 10^{16}$ эрг/град. . . 1,72 1,71 1,71
$K'_{\text{ср}} = 1,71 \cdot 10^{-16}$ эрг/град

Эти результаты полностью совпадают с результатами табл. 2. Они доказывают, что изучаемый неравновесный процесс не связан с величиной диаметра проволоки.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
22 II 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> Е. Я. Пумпер, ДАН, 57, № 8 (1947). <sup>2</sup> Е. Я. Пумпер, ЖЭТФ, 18, № 12, 1112 (1948). <sup>3</sup> Е. Я. Пумпер, ДАН, 58, № 8 (1948). <sup>4</sup> R. Fürth and P. K. S. MacDonald, Proc. Phys. Soc., 59, No. 333, 375 (1947).