

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1966

УДК 621.3821.31 : 621.317.6

Л. Н. КАПЦОВ, С. М. ЭЛЬ ХАЛАВАНИ

ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА ПРИ БОЛЬШИХ СИГНАЛАХ

Теоретически и экспериментально исследована зависимость усредненных по первой гармонике параметров транзистора от амплитуды колебаний в схеме с общим эмиттером при отсутствии тока смещения в базовой цепи. Показано, что эта зависимость наиболее сильно выражена при малых амплитудах колебаний по сравнению с напряжением коллекторной батареи и ее необходимо учитывать при расчете параметров колебательных контуров в коллекторной цепи.

Трехслойная полупроводниковая структура $p-n-p$ или $n-p-n$, толщина среднего базового слоя которой много меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда, может быть использована как параметрический прибор. Такая структура, как было показано в работах [1, 2, 3], обладает по сравнению с обычным прибором с одним $p-n$ -переходом некоторыми преимуществами. В указанных работах были исследованы специально изготовленные для параметрических систем структуры. Представляет интерес определить, в какой мере возможно использовать для этой цели типовые транзисторы.

Постановка такой задачи целесообразна также и в связи с тем, что реактивные свойства транзисторов могут существенно влиять на параметры усилителей, генераторов и других радиотехнических схем, где эти приборы используются. В связи с этим, в частности, представляет интерес задача определения усредненных по первой гармонической составляющей параметров транзистора в схеме с общим эмиттером при отсутствии смещения в цепи базы. Такая задача возникает, например, при проектировании и оценке параметров генераторов почти гармонических колебаний и резонансных усилителей классов В и С.

Решение этой задачи составляет основное содержание настоящей работы.

§ 1. Измерение реактивных параметров транзистора

Измерение параметров транзисторов производилось в схеме, изображенной на рис. 1. Использовался метод замещения, не нуждающийся в дополнительном описании. Были измерены усредненные по первой гармонике параметры маломощного транзистора типа $p-n-p$, представленного параллельной RC -цепочкой. Результаты измерений на час-

тоте $f = 50$ кГц для транзистора типа П-13Б при напряжении питания $E = 10$ в и различных значениях сопротивления R_6 , изменяющихся в пределах от ∞ до 0, представлены на рис. 2 и 3. На этих рисунках показаны соответственно зависимости C (рис. 2) и R (рис. 3) от амплитуды колебаний напряжения коллектор—эмиттер V_m . Значения R_6 в ком указаны цифрами на рисунках. На рис. 4 показано семейство

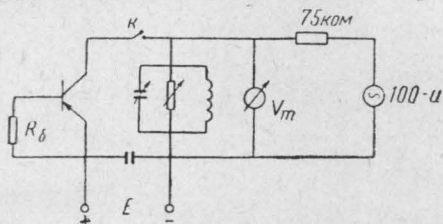


Рис. 1

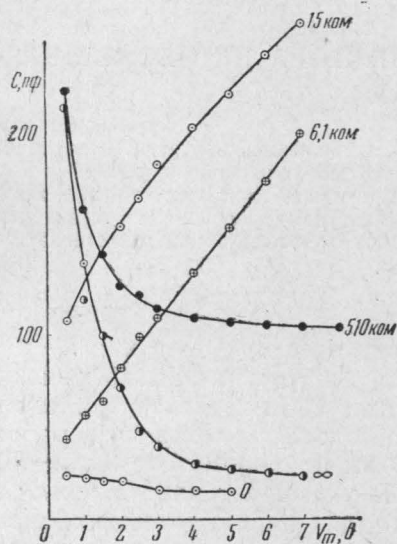


Рис. 2

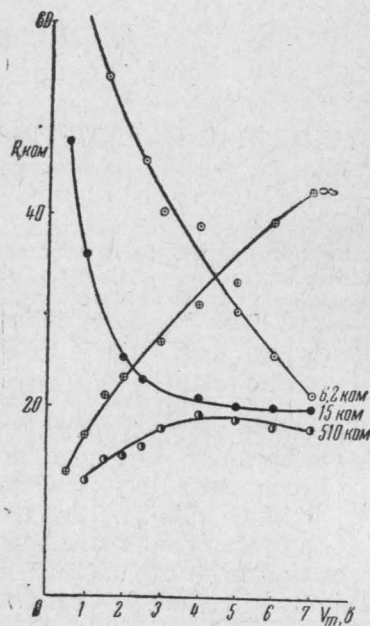


Рис. 3

кривых зависимости $C(V_m)$ при $R_6 = \infty$ (сплошные кривые) и $R_6 = 11$ ком (пунктирные кривые), полученное при различных частотах колебаний, указанных в кГц непосредственно на рисунке. Анализ кривых на рис. 2—4 показывает, что при определенных соотношениях параметров зависимость $C(V_m)$ может вызвать, например, заметное изменение частоты колебаний генератора или резонансной частоты усилителя при изменении амплитуды колебания.

§ 2. Теоретическое объяснение результатов эксперимента

Для объяснения результатов, изложенных в § 1, необходимо прежде всего решить задачу о распределении между эмиттерным и коллекторным переходами транзистора переменной и постоянной составляющих напряжения. В отсутствие переменного сигнала батарея E смещает эмиттерный переход в прямом, а коллекторный переход в обратном направлениях. Приблизительно постоянное напряжение на эмиттерном переходе $V_{э0}$ при достаточно больших R_6 может быть вычислено на

основании следующих равенств:

$$I = I_s \left(e^{\frac{q}{kT} \cdot V_{э0}} - 1 \right), \quad (1)$$

$$I = \frac{1}{(1-\alpha)} I_{к0}, \quad (2)$$

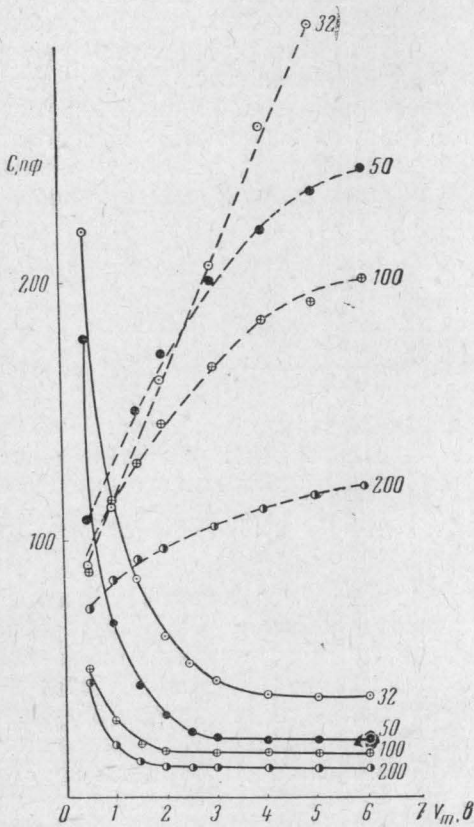


Рис. 4

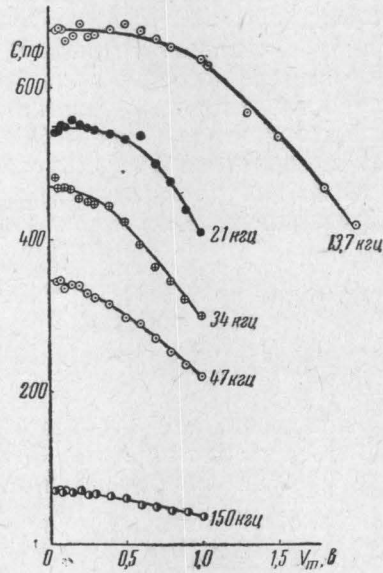


Рис. 5

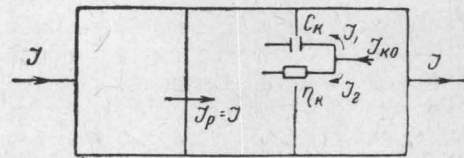


Рис. 6

где I — коллекторный ток транзистора (см. рис. 1), I_s — обратный ток насыщения эмиттерного перехода, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, α — коэффициент передачи тока транзистора в схеме с общей базой, $I_{к0}$ — тепловой ток коллекторного перехода.

Так как основная часть напряжения приходится на запертый коллекторный переход и величина $V_{э0}$ достаточно мала, то, разлагая e -функцию в ряд из (1) и (2), легко получить следующее соотношение:

$$V_{э0} = \frac{kT}{(1-\alpha)q} \cdot \frac{I_{к0}}{I_s}. \quad (3)$$

Использование лишь первого члена разложения (1) оправдывает применение здесь этого выражения, пригодного, строго говоря, лишь для изолированного p - n -перехода. Величина тока $I_{к0}$ однозначно связана с напряжением на коллекторном переходе, которое практически равно E . Таким образом, зная зависимость $I_{к0}$ от E , легко на основании (3) определить величину $V_{э0}$ при заданном E . Подстановка в (3) типо-

вых численных значений показывает, что при $E=10$ в $V_{э0}$ составляет несколько десятков мв.

Иначе дело обстоит с распределением переменной составляющей напряжения V_m между переходами транзистора. Уже на сравнительно низких частотах (порядка 10—20 кГц для транзисторов типа П-13 и им подобных) сказывается наличие статической емкости коллекторного перехода C_k . Например, для транзисторов типа П-13 в диапазоне частот выше 20 кГц полное сопротивление коллекторного перехода может считаться чисто емкостным. В работе [4] показано, что постоянная времени эмиттерного перехода $r_э C_э$ при достаточно малых токах через транзистор (порядка десятка мка) много меньше постоянной времени коллекторного перехода $r_k C_k$. Считая на этом основании дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода чисто активным и равным $r_э$, легко получить следующую формулу для амплитуды переменного напряжения на эмиттерном переходе:

$$V_{эт} \approx \frac{\omega r_э G}{\sqrt{1 + \omega^2 r_э^2 G^2}} V_m, \quad (4)$$

где ω — циклическая частота колебаний, а $C = \frac{C_k}{1 - \alpha}$.

Подстановка в (4) типовых численных значений показывает, что уже на частотах порядка нескольких десятков кГц при малых значениях $V_m \ll E$ величина $V_{эм}$ превосходит величину постоянного смещения эмиттерного перехода. Так, при $f = \frac{\omega}{2\pi} = 50$ кГц, $r_э = 10^3$ ом, $C = 3 \cdot 10^{-10}$ ф и $V_m = 1$ в, $V_{эм} = 90$ мв.

Таким образом, при сравнительно малых по сравнению с E значениях V_m эмиттерный переход транзистора в схеме на рис. 1 в течение некоторой части периода колебаний заперт. Поэтому даже при выполнении условия $V_m \ll E$ режим работы этой схемы является существенно нелинейным, что в первую очередь и должно быть учтено при объяснении результатов, показанных в § 1. Дополнительным подтверждением изложенного может служить результат измерения для триода П-13-Б зависимости $C(V_m)$ при $R_б = \infty$ в области сравнительно малых значений V_m при различных частотах колебаний, показанный на рис. 5. На кривых графика рис. 5 легко различить плоские участки, соответствующие областям значений V_m , при которых эмиттерный переход еще не запирается и транзистор работает в режиме, близком к линейному, и область резкого уменьшения C с ростом V_m , что вызвано эффектом записывания эмиттерного перехода на часть периода колебаний. С ростом частоты колебаний плоский участок на кривых рис. 5 сокращается, так как доля переменного напряжения, приходящаяся на эмиттерный переход, согласно формулы (4) растет.

Расчет зависимости $C(V_m)$ будет ниже сделан для случая $R = \infty$. При этом используется метод заряда [5].

Воспользуемся схематической моделью $p-n-p$ -транзистора, изображенной на рис. 6. Направление теплового тока коллектора $I_{к0}$ на этом рисунке соответствует направлению движения электронов из коллекторной области транзистора в базу. Обратный ток дырок из базы транзистора в коллектор на рис. 6 не изображен. Этот ток должен быть учтен в $I_{к0}$. Если считать коэффициент инжекции эмиттерного перехода $\gamma = 1$, то дырочный ток через эмиттерный переход $I_p = I$ и для полного заряда дырок в базе транзистора Q можно написать следующее уравнение

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_p} = (1 - \alpha)I, \quad (5)$$

где τ_p — среднее время жизни дырок в базе.

В стационарном случае $\frac{dQ}{dt} = 0$ и

$$\frac{Q}{\tau_p} = (1 - \alpha)I. \quad (6)$$

Нейтральность базы сохраняется, как известно, за счет электронного тока базы, роль которого в рассматриваемом случае играет ток I_{k0} . Если полное приложенное к транзистору напряжение записать как $V = E - V_m \cos \omega t$, то с весьма большой точностью можно считать, что ток I_{k0} определяется этим напряжением и состоит из постоянной составляющей $I_0 = \frac{E}{r_k}$ и емкостной и активной переменных составляющих, равных соответственно

$$I_1 = I_{1m} \sin \omega t \quad \text{и} \quad I_2 = I_{2m} \cos \omega t,$$

где $I_{1m} = \omega C_k V_m$ и $I_{2m} = -\frac{1}{r_k} V_m$.

Решая при таких предположениях интегральное уравнение для заряда дырок в базе

$$Q = \left[Q_0 + \int_0^t I_{k0} e^{\frac{t}{\tau_p}} dt \right] e^{-\frac{t}{\tau_p}}, \quad (7)$$

где t — время, а Q_0 — заряд дырок в базе при $t=0$, отбрасывая нестационарные члены, получим

$$\begin{aligned} \frac{Q}{\tau_p} = I_0 + \frac{I_{1m}}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \sin \omega t - \frac{I_{1m} \omega \tau_p}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \cos \omega t - \\ - \frac{I_{2m}}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \cos \omega t - \frac{I_{2m} \omega \tau_p}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) при выполнении неравенства $\omega \tau_p \ll 1$ упрощается и может быть записано как

$$\frac{Q}{\tau_p} = I_0 + \omega C_k V_m \sin \omega t + \frac{V_m}{r_k} \cos \omega t. \quad (9)$$

Из уравнений (6) и (9) следует, что переменная составляющая полного тока

$$I = \frac{\omega C_k V_m}{(1 - \alpha)} \sin \omega t + \frac{V_m}{r_k (1 - \alpha)} \cos \omega t, \quad (10)$$

т. е., в линейном приближении трехслойная структура при сделанных допущениях может быть заменена эквивалентной параллельной RC цепочкой, причем

$$R = r_k (1 - \alpha), \quad \text{а} \quad C = \frac{C_k}{(1 - \alpha)}.$$

Этот результат не является новым и приведен здесь только потому, что использованный метод вычисления позволяет непосредственно перейти

к усреднению в указанном выше смысле значений R и C при большой амплитуде колебаний. Для этого надо вычислить первую гармоническую составляющую правой части равенства (6) и приравнять результат сумме гармонических членов правой части равенства (9). Форма тока I отличается от гармонической тем, что в определенную часть периода колебаний δT эмиттерный переход заперт. Как известно, в германиевых триодах коэффициент α с уменьшением прямого напряжения на эмиттерном переходе в достаточно широкой области остается примерно постоянным, а затем резко падает до нуля при запирании перехода. Поэтому мы будем считать, что при положительном смещении эмиттера $\alpha = \alpha_0 = \text{const}$, при отрицательном смещении $\alpha = 0$.

Другие причины, вызывающие искажение формы тока в рассматриваемом случае, мы учитывать не будем, так как эти дополнительные искажения, как показывает эксперимент, не могут существенно изменить характера зависимости усредненных параметров транзистора от амплитуды V_m .

Полученные таким путем формулы для вычисления средних значений \bar{R} и \bar{C} имеют вид

$$R = \frac{r_k(1 - \alpha_0)}{\left[(1 - \delta) - \frac{1}{2\pi} \sin 2\pi(1 - \delta) \right]}, \quad (11)$$

$$C = \frac{C_k}{(1 - \alpha_0)} \left[(1 - \delta) - \frac{1}{2\pi} \sin 2\pi(1 - \delta) \right], \quad (12)$$

где δ — множитель, показывающий, какую часть периода колебаний эмиттерный переход заперт. δ является функцией амплитуды напряжения V_m . При амплитудах колебаний $V_m < V_{m1}$ (см. рис. 7) транзистор работает в линейном режиме. При $V_m > V_{m1}$ величина δ с ростом V_m увеличивается. Однако для выбранной выше модели транзистора максимально возможное значение $\delta = 0,5$, так что теоретические значения C и R , рассчитанные по (11) и (12), могут измениться не более чем в два раза. Этот результат не соответствует экспериментальным данным, согласно которым при определенных частотах колебаний величины C и R меняются с амплитудой примерно в десять раз. Рассчитанные таким образом кривые лишь качественно отражают резкую зависимость C и R от амплитуды колебаний V_m при малых V_m . Причиной несоответствия расчетных данных экспериментальным является неучет дополнительного сдвига фазы колебаний напряжения V_a на эмиттерном переходе при запирании последнего. При запирании эмиттерного перехода его постоянная времени $r_a C_a$ сильно увеличивается и становится примерно равной постоянной времени запертого коллекторного перехода $r_k C_k$. Вследствие этого фаза колебания напряжения V_m после непродолжительного переходного процесса изменяется на угол $\varphi = 90^\circ$ в сторону запаздывания. Значение φ определяется параметрами транзисторов и частотой колебаний. При

$$\omega r_k C_k \gg 1 \quad (13)$$

угол $\varphi \approx 90^\circ$. Таким образом, отпирание эмиттерного перехода происходит с некоторым запаздыванием. При выполнении условия (13) это запаздывание равно четверти периода колебаний T . Достаточно точно эффект запаздывания отпирания эмиттерного перехода может быть учтен увеличением значения δ , которую следует вычислять по формуле

$$\delta = \frac{\Delta T + \Delta T_3}{T}, \quad (14)$$

где ΔT_3 — дополнительное время отсечки эмиттерного тока, вызванной эффектом запаздывания. При выполнении условия (13) $\Delta T_3 = 0,25 T$. Рассчитанные в таком приближении кривые $C(V_m)$ и $R(V_m)$ представлены на рис. 7. Эти кривые построены для транзистора П-13-Б с параметрами $C_k = 28 \text{ пф}$, $\alpha_0 = 0,93$. Пунктирными кривыми на рис. 7 показаны измеренные для этого транзистора на частоте $f = 50 \text{ кгц}$ значения C и R .

Полученные результаты позволяют считать, что с учетом эффекта запаздывания отпирания эмиттерного перехода формулы (11) и (12) вполне достаточны для практического расчета средних параметров рассматриваемой трехслойной полупроводниковой структуры. Более крутой наклон теоретической кривой, чем экспериментальной, при малых V_m объясняется принятой при расчете идеализацией, предполагающей ступенчатое изменение α («резкую отсечку»). В действительности при малых токах α маломощных германиевых транзисторов достигает значений порядка 0,9 лишь при прямых токах 2—10 мка . Экспериментальные значения сопротивления R примерно в два раза меньше теоретических, что можно объяснить влиянием сопротивления эмиттерного перехода, которое при расчете теоретических кривых не учитывалось. В кремниевых транзисторах величина α растет с током эмиттера значительно медленнее, чем в германиевых. Поэтому приведенные выше формулы не применимы для таких транзисторов, что подтверждается экспериментом. На рис. 7 штрих-пунктирная кривая представляет значения C кремниевого транзистора типа П-101 на частоте 37 кгц .

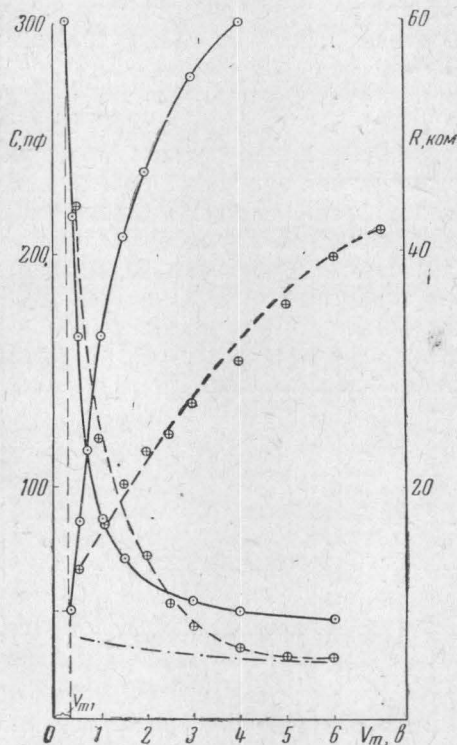


Рис. 7

С ростом частоты колебаний значение V_{m1} (см. рис. 7) уменьшается, так как доля внешнего переменного напряжения, приходящаяся на эмиттерный переход, увеличивается. С другой стороны, учет частотной зависимости α , как известно, уже в линейном приближении показывает, что с ростом частоты C уменьшается. На достаточно высоких частотах процессы, происходящие в эмиттерном переходе, не будут оказывать заметного влияния на процессы в коллекторной цепи. Поэтому кривые, аналогичные кривым на рис. 7, с ростом частоты колебаний должны постепенно переходить в прямые линии, параллельные оси абсцисс, с ординатами, равными соответственно C_k и r_k .

Выше величина емкости C_k считалась постоянной. Это допущение основано на том, что при наличии смещения среднее значение C_k , как было показано в работе [6], меняется не более чем на 20%. При этом основные изменения имеют место при амплитудах колебаний напряжения V_m , близких к напряжению смещения, т. е. там, где зависимость C от V_m слаба. Следовательно, зависимость C_k от V_m не может заметно изменить характера соответствующих кривых на рис. 2 и 4.

Как показывает анализ кривых на рис. 2, наличие сопротивления R_6 в схеме на рис. 1 существенно меняет вид зависимости $C(V_m)$. Уже при R_6 порядка нескольких сот *ком* (см. рис. 2 для $R_6=510$ *ком*) значения емкости C при больших V_m сильно увеличивается по сравнению со случаем $R_6=\infty$. Вид кривых соответствует теоретическим, полученным без учета эффекта запаздывания отпирания эмиттерного перехода. Этот результат понятен, если учесть влияние сопротивления R_6 на постоянную времени эмиттерной цепи. Не нуждается также в особом пояснении результат, полученный при $R_6=0$ и малых R_6 (до ~ 1 *ком*). В этих случаях емкость C определяется целиком емкостью коллекторного перехода транзистора и поэтому составляет всего несколько десятков *пф* и практически не зависит от амплитуды колебаний.

Наибольшие трудности возникают при расчете зависимости $C(V_m)$ в диапазоне значений R_6 порядка 1—50 *ком*. Проведение этого расчета выходит за рамки настоящей работы. Мы здесь ограничимся лишь замечанием, что характер кривых $C(V_m)$ определяется в основном зависимостью сопротивления эмиттерного перехода транзистора от величины тока эмиттера. При больших амплитудах колебаний V_m среднее значение этого тока много больше, а следовательно, значение r_3 много меньше, чем при малых V_m . Формула для C , полученная с учетом r_3 в линейном приближении и имеющая вид

$$C \approx \frac{C_k r_k}{r_k(1 - \alpha_0 R') + 2R_{63}}, \quad (15)$$

где $R' = \frac{R_6}{R_6 + r_3}$, $R_{63} = \frac{R_6 r_3}{R_6 + r_3}$, показывает, что с уменьшением r_3 величина C быстро возрастает. †

Выводы

Проведенный анализ и экспериментальные данные показывают, что усредненные по первой гармонике колебаний выходные емкость C и сопротивление R германиевого транзистора в схеме с общим эмиттером, в базовую цепь которого не задан ток смещения, сильно зависят от амплитуды колебаний. Эта зависимость наиболее резко при малых по сравнению с напряжением коллекторной батареи E амплитудах колебаний. Так, при определенных условиях емкость C с изменением амплитуды колебаний от малых значений до напряжения E уменьшается примерно в десять раз (кривые для $R_6=\infty$ на рис. 2). Характер зависимости величин C и R от амплитуды колебаний меняется с изменением сопротивления в базовой цепи триода. Полученные результаты надо учитывать при оценке параметров генераторов почти гармонических колебаний, резонансных усилителей и других радиотехнических схем, имеющих в коллекторной цепи транзистора колебательный контур.

Авторы выражают благодарность проф. В. В. Мигулину за внимание к выполненной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibbons J. F. Proc. IRE, 48, 2, 253, 1960.
2. Early J. M. Proc. IRE, 48, 11, 1905, 1960.
3. Vasilief H. D. IRE Trans., 6, 499, 1960.
4. Сенаторов К. Я., Гомонова А. И. «Радиотехника и электроника», 4, вып. 7, 1153—1163, 1959.
5. Baker A. N. Proc. IRE, 48, 5, 1960.
6. Капцов Л. Н. «Радиотехника и электроника», 5, вып. 7, 1165—1172, 1960.

Поступила в редакцию
2. 6 1965 г.

Кафедра
физики колебаний