

А. Г. ДЕМЬЯНЧЕНКО

БИБЛИОТЕКА
ПО РАДИО
ЛЕКТРОНИКЕ

СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ



« ЭНЕРГИЯ »

БИБЛИОТЕКА

ПО РАДИО

ЭЛЕКТРОНИКЕ

Выпуск 57

А. Г. ДЕМЬЯНЧЕНКО

СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ



«ЭНЕРГИЯ»
МОСКВА 1976

БФ2.12
Д32
УДК 621.373.018.51

Демьянченко А. Г.

Д32 Синхронизация генераторов гармонических колебаний. М., «Энергия», 1976.

240 с. с ил. (Б-ка по радиоэлектронике. Вып. 57).

В книге рассмотрены вопросы синхронизации и взаимной синхронизации генераторов гармонических колебаний на основном тоне, гармониках, субгармониках и дробно-кратных частотах. Рассмотрены стационарный режим и переходные процессы, воздействие импульсных и непрерывных помех. Приведены практические схемы и исследованы некоторые специальные применения синхронизированных генераторов.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и эксплуатацией радиоэлектронной аппаратуры, а также может быть полезна студентам вузов.

Д 30401-472
051(01)-76 157-76

БФ2.12

© Издательство «Энергия», 1976 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

При действии внешней периодической силы на автоколебательную систему при некоторых условиях колебания происходят не на собственной частоте, а на частоте, равной, кратной и дробно-кратной частоте внешней силы. Это явление получило название синхронизации. Оно используется во многих областях науки и техники и особенно широко в радиотехнике.

С помощью синхронизации, например, можно решить задачу стабилизации частоты колебаний автогенератора. Чаще всего с этой целью синхронизация применяется в диапазоне СВЧ, где трудно непосредственно получить мощный сигнал со стабильной частотой. Когда частота колебаний равна частоте внешней силы, синхронизированный генератор по существу является усилителем мощности, коэффициент усиления которого может быть сделан весьма большим. При кратном или дробно-кратном соотношении частот синхронизируемый генератор выполняет функции преобразователя, например умножителя или делителя частоты. Умножители частоты на базе синхронизированных генераторов используются в основном лишь на СВЧ, а делители находят широкое применение во всех диапазонах. Они, например, используются при построении стандартов и синтезаторов частоты, в возбудителях генераторов и гетеродинах приемников дискретного спектра частот.

Синхронизируя некоторое число генераторов, можно затем произвести когерентное сложение их мощностей на общей нагрузке или в открытом пространстве. Сигналы от отдельных генераторов можно использовать для возбуждения антенных решеток. Синхронизация генераторов, работающих в импульсном режиме, — один из вариантов получения радиоимпульсов с фазовой когерентностью.

Синхронизацию генератора можно осуществить и с помощью системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). В этом случае сигналы синхронизируемого и синхронизирующего генераторов сравниваются по фазе в фазовом детекторе и сигнал ошибки через специальный управитель регулирует частоту колебаний. Система ФАПЧ обладает большими возможностями по сравне-

нию с синхронизацией внешним воздействием, но содержит дополнительные цепи и потому является технически более сложной. Кроме того, эти цепи вносят лишние источники флуктуаций.

Системам фазовой автоподстройки частоты посвящено огромное количество работ различных авторов. Многие результаты обобщены в монографии В. В. Шахгильдяна и А. А. Ляховкина [7]. В настоящей книге будет рассмотрена синхронизация генераторов только с помощью внешнего воздействия.

Теория синхронизации электронных генераторов внешним воздействием была развита в работах Ван-дер-Поля, Грошковского, Мандельштама, Папалекси, Крылова, Боголюбова, Кобзарева, Евтянова и др. Основные положения теории стали классическими и включаются во многие учебники и монографии по нелинейной радиотехнике и теории колебаний. Однако в них излагаются лишь основы теории синхронизации и не затрагиваются, например, вопросы неустойчивости, перескоков фазы, не исследуются практические схемы. Эти вопросы рассматриваются в большом количестве статей. В настоящей книге сделана попытка их систематизированного изложения на основе работ С. И. Евтянова и его учеников, где исследования проводятся с помощью символических укороченных уравнений методом модуляционных характеристик (двойных рядов Фурье).

Библиография по синхронизации генераторов далеко не исчерпывается списком, приведенным в книге. Приведены лишь те источники, материал которых каким-то образом использовался при изложении или которые будут наиболее полезны при детальном изучении отдельных разделов.

Автор выражает глубокую признательность профессору С. И. Евтянову, под руководством которого он проводил свои первые исследования в данной области. Автор благодарен рецензенту канд. техн. наук, доц. Л. А. Белову и редактору канд. техн. наук С. М. Смольскому за их большой труд и ряд полезных замечаний, способствовавших улучшению книги.

Все замечания по книге и предложения по ее усовершенствованию автор просит направлять по адресу: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10, издательство «Энергия».

Автор

Глава первая

ОСНОВЫ ТЕОРИИ СИНХРОНИЗАЦИИ

1-1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Автогенераторы, которые мы в дальнейшем для сокращения будем называть просто генераторами, относятся к классу автоколебательных систем. Они разделяются на генераторы гармонических и релаксационных (несинусоидальных) колебаний. Настоящая книга посвящена синхронизации гармонических генераторов.

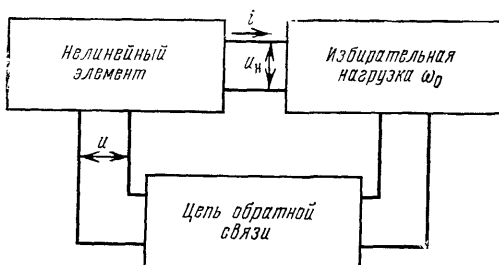


Рис. 1-1.

Схемы большинства таких генераторов могут быть сведены к эквивалентной, состоящей из избирательной нагрузки, в которой возникают колебания, и вспомогательной цепи, которая вносит в нагрузку энергию, компенсирующую потери. Она поступает от источников питания и преобразуется в энергию колебаний нелинейным элементом, управляемым с помощью цепи положительной обратной связи. Таким образом, структурная схема автогенератора имеет вид, показанный на рис. 1-1. На схеме изображена цепь внешней обратной связи, хотя в некоторых генераторах она отсутствует, а компенсация потерь происходит благодаря отрицательному сопротивлению нелинейного элемента. В последнем

случае иногда говорят о внутренней обратной связи. Работа таких генераторов может быть также описана с помощью структурной схемы рис. 1-1, если считать напряжение u , действующее на нелинейном элементе, равным напряжению на нагрузке u_n .

1-2. СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Положим, что ток нелинейного элемента не зависит от напряжения на нагрузке. При необходимости реакцию нагрузки можно учесть одним из общепринятых способов, например через внутреннее сопротивление нелинейного элемента по первой гармонике, шунтирующее нагрузку.

При воздействии на нелинейный элемент гармонического сигнала u ток i на его выходе состоит из большого числа гармоник. Благодаря избирательности нагрузки напряжение на ней будет создаваться в основном лишь гармоникой, попадающей в полосу пропускания. Следовательно, напряжение на нагрузке можно считать гармоническим (мы не рассматриваем случай многочастотных колебаний). Если цепь обратной связи линейна, то напряжение на входе нелинейного элемента также можно считать гармоническим: $u = U \cos(\omega_0 t + \varphi)$. Если частота колебаний не совпадает с резонансной частотой контура ω_0 , фаза φ будет иметь слагаемое, линейно зависящее от времени.

Комплексная амплитуда сигнала на входе

$$\dot{U} = U e^{j\varphi} \quad (1-1)$$

связана с комплексной амплитудой \dot{U}_n напряжения на нагрузке через коэффициент обратной связи k :

$$\dot{U} = k \dot{U}_n,$$

а \dot{U}_n равняется произведению комплексной амплитуды первой гармоники тока \dot{I} на комплексное сопротивление нагрузки \dot{Z} . Если \dot{Z} считать символическим сопротивлением $Z(p)$, где $p = d/dt$ — оператор дифференцирования, получится символическое укороченное уравнение (см. приложение)

$$\dot{U}_n = Z(p) \dot{I}.$$

Обычно коэффициент обратной связи в полосе пропускания нагрузки меняется мало и его можно считать не зависящим от p и равным некоторой комплексной величине $\dot{k} = k e^{j\psi_k}$. Тогда

$$\dot{U} = Z_y(p) \dot{I}, \quad (1-2)$$

где

$$Z_y(p) = \dot{k} Z(p) \quad (1-3)$$

— символическое управляющее сопротивление. Символическое укороченное уравнение (1-2) описывает процессы в свободном автогенераторе.

Если в качестве нагрузки используется одиночный контур с резонансной частотой ω_0 и постоянной времени T , то

$$Z(p) = \frac{R_n}{1 + pT}, \quad (1-4)$$

где R_n — резонансное сопротивление контура с учетом коэффициента подключения его к нелинейному элементу.

В общем случае первая гармоника тока не совпадает по фазе с напряжением на входе нелинейного элемента. Поэтому¹

$$\dot{I} = (I_b - jI_m) e^{j\varphi}. \quad (1-5)$$

Подставляя (1-4) в (1-3), а (1-3), (1-1) и (1-5) в (1-2), разделяя действительные и мнимые части и заменяя оператор p на d/dt , получаем систему укороченных дифференциальных уравнений, описывающих процессы в одноконтурном автогенераторе:

$$\left. \begin{aligned} T \frac{dU}{dt} + U &= (I_b \cos \psi_k + I_m \sin \psi_k) R_y; \\ TU \frac{d\varphi}{dt} &= (-I_m \cos \psi_k + I_b \sin \psi_k) R_y, \end{aligned} \right\} \quad (1-6)$$

где $R_y = k R_n$ — управляющее сопротивление на резонансной частоте.

Вещественная I_b и мнимая I_m составляющие комплексной амплитуды первой гармоники тока \dot{I} нелиней-

¹ Здесь и далее для упрощения выкладок перед мнимой частью взят знак минус.

но зависят от амплитуды напряжения обратной связи U (на входе нелинейного элемента), поэтому уравнения (1-6) — нелинейные. При инерционном автосмещении к (1-6) добавляется третье дифференциальное уравнение, описывающее процессы в цепи автосмещения. В случае безынерционного автосмещения количество уравнений можно не увеличивать, а учесть изменение смещения при вариациях U непосредственно в зависимостях $I_B(U)$ и $I_M(U)$.

Проще всего уравнения (1-6) выглядят при действительном коэффициенте обратной связи ($\psi_k=0$) и безынерционном нелинейном элементе, в котором ток совпадает по фазе с напряжением на входе, т. е. $I_M=0$, а $I_B=I$:

$$T \frac{dU}{dt} + U = I(U) R_y; \quad (1-7)$$

$$TU \frac{d\varphi}{dt} = 0. \quad (1-8)$$

Из (1-8) следует, что частота колебаний в этом случае даже во время переходного процесса остается постоянной и равной ω_0 . Такие генераторы принято называть изохронными.

Если же коэффициент обратной связи комплексный ($\psi_k \neq 0$), то

$$T \frac{dU}{dt} + U = I(U) R_y \cos \psi_k;$$

$$TU \frac{d\varphi}{dt} = I(U) R_y \sin \psi_k.$$

Частота колебаний отличается от ω_0 и в переходном режиме меняется.

В стационарном режиме $dU/dt=0$, поэтому амплитуда $U_{св}=I(U_{св})R_y \cos \psi_k$. Следовательно, $d\varphi/dt = \text{tg } \psi_k / T$ и частота колебаний

$$\omega_c = \omega_0 + \frac{d\varphi}{dt} = \omega_0 + \frac{1}{T} \text{tg } \psi_k.$$

При действительном коэффициенте обратной связи, но инерционном нелинейном элементе частота колебаний в переходном режиме тоже меняется. В стационарном же режиме

$$\omega_c = \omega_0 - \frac{1}{T} \frac{I_M(U_{св})}{I_B(U_{св})}.$$

Рассмотрим более подробно изохронный генератор, уравнение стационарного режима которого получается из (1-7) при $dU/dt=0$:

$$I(U_{св}) = U_{св}/R_y.$$

Следовательно, амплитуда колебаний $U_{св}$ определяется точкой пересечения колебательной характеристики $I(U)$ нелинейного элемента и нагрузочной прямой U/R_y (рис. 1-2,а).

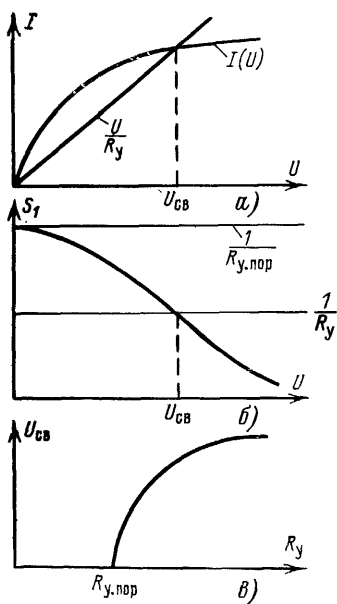


Рис. 1-2.

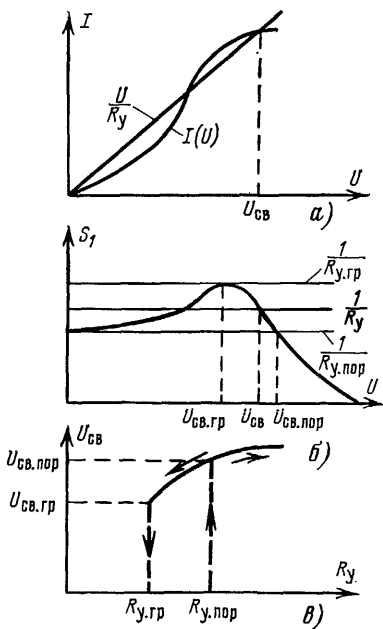


Рис. 1-3.

В зависимости от формы колебательной характеристики различают два режима: мягкий и жесткий. Мягкому режиму соответствуют колебательная характеристика с выпуклым начальным участком (рис. 1-2,а) и падающая зависимость крутизны по первой гармонике $S_1=I/U$ от U (рис. 1-2,б). Амплитуда стационарных колебаний, очевидно, может быть определена и из равен-

ства $S_1(U) = 1/R_y$, т. е. она является координатой точки пересечения кривой $S_1(U)$ и прямой $1/R_y$ (рис. 1-2,б). Задаваясь различными значениями R_y , можно построить зависимость $U_{св}(R_y)$ (рис. 1-2,в).

Из анализа уравнения (1-7) следует, что стационарный режим устойчив, если $\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_{св}} < \frac{1}{R_y}$, что выполняется

тогда и только тогда, когда $U_{св}$ соответствует падающему участку характеристики $S_1(U)$. Таким образом, если в мягком режиме колебания возбуждаются, они всегда устойчивы. А самовозбуждение происходит, когда

$S_1(0) > 1/R_y$, ибо в этом случае состояние равновесия $U=0$ неустойчиво.

Жесткий режим получается, если начальный участок колебательной характеристики вогнутый (рис. 1-3,а), а кривой зависимости $S_1(U)$ — возрастающий (рис. 1-3,б). В этом случае при превышении R_y порогового значения $R_{y,пор}$ колебания возникают с амплитудой $U_{св,пор}$. Если после этого уменьшать управляющее сопротивление, колебания будут сохраняться, пока $R_y > R_{y,гр}$, ибо режимы, соответствующие падающему участку характеристики

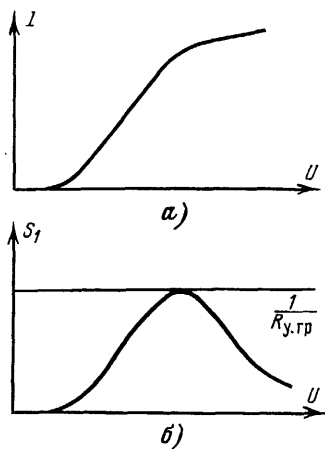


Рис. 1-4.

$S_1(U)$, устойчивы. При $R_{y,гр} < R_y < R_{y,пор}$ существует еще один стационарный режим, но он неустойчив, так как соответствует возрастающему участку $S_1(U)$. Характерная зависимость $U_{св}(R_y)$ для жесткого режима изображена на рис. 1-3,в.

Когда колебательная характеристика и зависимость $S_1(U)$ начинаются не из начала координат (рис. 1-4,а и б), колебания сами не возникают ни при каком R_y , так как $S_1(0) = 0$. Но если их возбудить, например, ударным воздействием на контур, они будут существовать при $R_y > R_{y,гр}$. Такой режим получается в автогенераторе, когда внешнее смещение соответствует области запира-

Синхронизация генераторов осуществляется путем подачи в схему внешнего сигнала с частотой $\omega \approx \frac{n}{m} \omega_0$ (где n и m — положительные целые числа). В результате внешнего воздействия колебания в синхронном режиме происходят не на собственной частоте генератора ω_0 , а на частоте $m\omega/n$. Синхронный режим устанавливается лишь в определенной полосе расстроек генератора относительно частоты внешней силы $\Delta\omega = \frac{m}{n} \omega - \omega_0$. За пределами этой полосы колебаний нет или существует асинхронный режим, в котором колебания происходят на частоте, близкой к собственной частоте свободного генератора, или режим биений, в котором амплитуда и фаза колебаний медленно меняются. При синхронизации с $m=1$ и $n>1$ говорят о делении частоты, с $m>1$ и $n=1$ — об умножении частоты, с $m=n=1$ — о синхронизации на основном тоне, а с $m, n>1$ — о синхронизации на дробно-кратной частоте.

При синхронизации на нелинейный элемент помимо напряжения обратной связи

$$u = U \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-9)$$

действует напряжение внешней силы

$$e = \mathcal{E} \cos \omega t. \quad (1-10)$$

Это напряжение может подаваться на различные электроды нелинейного элемента, в том числе и туда, куда подводится напряжение обратной связи. Но в любом случае ток нелинейного элемента i будет зависеть от обоих действующих на него напряжений:

$$i = f(u, e),$$

поэтому он будет состоять из гармоник и комбинационных составляющих этих сигналов. Колебания в генераторе поддерживаются составляющими, имеющими частоту колебаний. Для вычисления их воспользуемся методом модуляционных характеристик [14]. Зафиксируем сначала во времени напряжение обратной связи $u = \text{const}$. Тогда ток будет зависеть от одного гармони-

ческого сигнала e и, следовательно, его можно разложить в ряд Фурье по частоте этого сигнала:

$$i = I_0(u, \mathcal{E}) + \sum_{r=1}^{\infty} I_r(u, \mathcal{E}) \cos r\omega t, \quad (1-11)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_0(u, \mathcal{E}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i(u, \mathcal{E} \cos \beta) d\beta; \\ I_r(u, \mathcal{E}) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i(u, \mathcal{E} \cos \beta) \cos r\beta d\beta. \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

Постоянная составляющая I_0 и амплитуды гармоник I_r зависят от напряжения u , которое меняется во времени по гармоническому закону. Поэтому периодически изменяются во времени и значения I_0, I_r . Разлагая их в ряд Фурье по частоте колебаний ω_r , получаем:

$$\left. \begin{aligned} I_0(u, \mathcal{E}) &= I_{00}(U, \mathcal{E}) + \sum_{q=1}^{\infty} I_{0q}(U, \mathcal{E}) \cos q(\omega_r t + \varphi); \\ I_r(u, \mathcal{E}) &= I_{r0}(U, \mathcal{E}) + \sum_{q=1}^{\infty} I_{rq}(U, \mathcal{E}) \cos q(\omega_r t + \varphi), \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_{r0}(U, \mathcal{E}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_r(U \cos \beta, \mathcal{E}) d\beta; \\ I_{rq}(U, \mathcal{E}) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_r(U \cos \beta, \mathcal{E}) \cos q\beta d\beta. \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

Аналогично вычисляются значения I_{00}, I_{0q} .

Подставляя (1-13) в (1-11) и производя несложные тригонометрические преобразования, получаем:

$$i = I_{00} + \sum_{r=1}^{\infty} I_{r0} \cos r\omega t + \sum_{q=1}^{\infty} I_{0q} \cos q(\omega_r t + \varphi) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \{I_{rq} \cos [(r\omega + q\omega_r)t + q\varphi] + \\ + I_{rq} \cos [(r\omega - q\omega_r)t - q\varphi]\}. \quad (1-15)$$

Это выражение позволяет определить составляющую тока с частотой ω_r , поддерживающую колебания в генераторе. Отсюда же можно найти и постоянную составляющую, определяющую потребляемую генератором мощность.

1-4. АСИНХРОННЫЙ РЕЖИМ

В асинхронном режиме частота генерации ω_r не «привязана» к частоте внешней силы ω , поэтому ω и ω_r не соотносятся как целые числа. В этом случае из всего ряда (1-15) частотой ω_r будет обладать лишь одна составляющая $i_{ac} = I_{01} \cos (\omega_r t + \varphi)$. Только она и участвует в поддержании асинхронных колебаний и потому называется асинхронной составляющей. Ее амплитуда равна I_{01} , а фаза при безынерционном активном элементе совпадает с фазой напряжения обратной связи. Последнее обстоятельство приводит к тому, что в изохронном генераторе колебания происходят на резонансной частоте нагрузки. Да и вообще, если внешняя сила не меняет инерционности нелинейного элемента, частота колебаний в асинхронном режиме остается такой же, как у свободного генератора. Дифференциальные уравнения и уравнения стационарного режима тоже остаются теми же самыми, только вместо I в них будет фигурировать величина I_{01} . В частности, в одноконтурном изохронном генераторе

$$T \frac{dU}{dt} = I_{01}(U, \mathcal{E}) R_y - U,$$

откуда уравнение стационарного режима

$$S_{01}(U_0, \mathcal{E}) = 1/R_y.$$

Крутизна $S_{01}(U, \mathcal{E}) = I_{01}(U, \mathcal{E})/U$ играет такую же роль, как крутизна по первой гармонике в свободном режиме. Но она зависит не только от напряжения обратной связи, но и от напряжения внешней силы. Изменяя \mathcal{E} , можно менять не только величину S_{01} , а и характер ее зависимости от U . Таким образом, с помощью внешнего асинхронного воздействия можно

управлять колебаниями генератора. Возможен такой случай, что крутизна S_{01} при некоторой амплитуде \mathcal{E} становится настолько малой, что ее не хватает для поддержания колебаний. Происходит их асинхронное тушение. Возможен и противоположный режим, когда при введении внешней силы крутизна, наоборот, возрастает. При этом, если свободных колебаний не было, возможно их асинхронное возбуждение. Можно с помощью внешнего воздействия переводить генератор из мягкого режима в жесткий и даже в сложный жесткий режим, когда существует несколько устойчивых стационарных состояний. В последнем случае, изменяя \mathcal{E} , можно скачками менять уровень генерируемых колебаний. На этой основе можно построить логические элементы. Асинхронное возбуждение и гашение колебаний, а в общем случае управление их уровнем, могут найти применение в различных устройствах, особенно в диапазоне СВЧ. Например, эффект асинхронного гашения используется в смесителях СВЧ на туннельных диодах. Обладая высоким коэффициентом преобразования, такие смесители склонны к самовозбуждению. Выбрав соответствующим образом режим, можно подавить эти колебания простым введением сигнала гетеродина.

Рассмотрим для примера асинхронное воздействие на генератор, использующий нелинейный элемент с характеристикой

$$i' = b_0 + b_1 u_g + b_3 u_g^3 + b_5 u_g^5. \quad (1-16)$$

Будем считать, что напряжение внешней силы и обратной связи подаются на одни и те же электроды, так что

$$u_g = u + e. \quad (1-17)$$

Для определения I_{01} зафиксируем напряжение u и, подставив (1-17) в (1-16), найдем постоянную составляющую:

$$I_0 = (b_0 + b_1 u + b_3 u^3 + b_5 u^5) + \frac{1}{2} (3b_3 u + 10b_5 u^3) \mathcal{E}^2 + \frac{15}{8} b_5 u \mathcal{E}^4. \quad (1-18)$$

Затем подставляем (1-9) в (1-18) и вычисляем амплитуду первой гармоники частоты ω_r :

$$I_{01} = \left(b_1 + \frac{3}{2} b_3 \mathcal{E}^2 + \frac{15}{8} b_5 \mathcal{E}^4 \right) U + \frac{3}{4} (b_3 + 5b_5 \mathcal{E}^2) U^3 + \frac{5}{8} b_5 U^5.$$

Отсюда

$$S_{01}(U, \mathcal{E}) = \left(b_1 + \frac{3}{2} b_3 \mathcal{E}^2 + \frac{15}{8} b_5 \mathcal{E}^4 \right) + \\ + \frac{3}{4} (b_3 + 5b_5 \mathcal{E}^2) U^2 + \frac{5}{8} b_5 U^4.$$

При мягкой характеристике ($b_3 < 0$, $b_5 < 0$) в силу не меняет характера зависимости крутизны от значения \mathcal{E} S_{01} уменьшается, причем уменьшается и $U=0$:

$$S_{01}(0) = b_1 + \frac{3}{2} b_3 \mathcal{E}^2 + \frac{15}{8} b_5 \mathcal{E}^4.$$

При некоторой амплитуде $\mathcal{E}_{\text{пот}}$ значение $S_{01}(0)$ становится равным $1/R_y$ и колебания пропадают, ибо не выполняется условие самовозбуждения $S_{01}(0) > 1/R_y$. Происходит асинхронное подавление колебаний.

Значение $\mathcal{E}_{\text{пот}}$ называют «потолком» внешней силы:

$$\mathcal{E}_{\text{пот}}^2 = \frac{-6b_3 + \sqrt{36b_3^2 - 120b_5(b_1 - 1/R_y)}}{15b_5}. \quad (1-20)$$

При увеличении \mathcal{E} от нуля до $\mathcal{E}_{\text{пот}}$ стационарная амплитуда колебаний U_0 монотонно уменьшается до нуля.

Иная картина получается при жесткой характеристике нелинейного элемента ($b_3 > 0$, $b_5 < 0$). В этом случае с увеличением \mathcal{E} при $\mathcal{E}^2 = \mathcal{E}_m^2 = -b_3/5b_5$ зависимость $S_{01}(U)$ превращается из жесткой в мягкую (рис. 1-5, а). В результате амплитудные характеристики $U_0(\mathcal{E})$ получают качественно разные при различных R_y (рис. 1-5, б). При $R_y > 1/b_1$ (например, $R_y = R_{y.a}$) свободный генератор самовозбуждается, поэтому порога внешней силы нет. С увеличением внешнего воздействия амплитуда колебаний может сначала немного возрастать, а потом постепенно уменьшаться до нуля. Пропадают колебания, когда $S_{01}(0)$ (1-19) станет меньше $1/R_{y.a}$, т. е. потолок внешней силы определяется равенством (1-20).

$$\text{Если } \frac{1}{b_1 - \frac{9}{40} b_3^2/b_5} < R_y < 1/b_1,$$

колебания хотя и возможны, но сами не возбуждаются. Возникнут они лишь при такой \mathcal{E} , когда $S_{01}(0)R_y > 1$. Дальнейшее увеличение \mathcal{E} уменьшает амплитуду колебаний. Пропадают колебания при $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{\text{пот}}$ (1-20). Если после возникновения колебаний уменьшать \mathcal{E} , они сохранятся вплоть до $\mathcal{E}=0$. Таким способом можно возбуждать колебания в жестком режиме у свободного генератора.

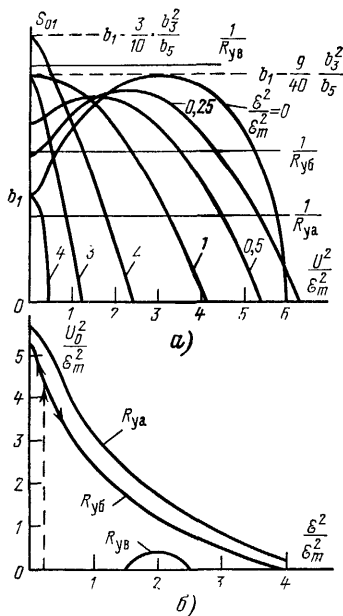


Рис. 1-5.

Если $b_1 - \frac{3}{10} \frac{b_3^2}{b_5} < R_y < b_1 - \frac{9}{40} \frac{b_3^2}{b_5}$, существуют и порог и

потолок внешней силы (рис. 1-5, б).

Порядок вычисления I_{01} при кусочно-линейной аппроксимации характеристики нелинейного элемента с крутизной S (рис. 1-6) остается таким же. Зафиксируем u и вычислим постоянную составляющую [1]:

$$I_0(u, \mathcal{E}) = S \mathcal{E} \gamma_0(\theta);$$

здесь $\gamma_0(\theta) = \frac{1}{\pi} (\sin \theta - \theta \cos \theta)$, а угол отсечки θ определяется из равенства

$$\cos \theta = \frac{E' - u - E}{\mathcal{E}},$$

где E — величина постоянного смещения; E' — напряжение запира-
ния (рис. 1-6). Поскольку u меняется по гармоническому закону, периодически будет изменяться и величина I_0 . Ее первая гармоника I_{01} не выражается через элементарные функции и может быть вычислена лишь приближенно. Однако не представляет труда определить значение $S_{01}(0)$. Так как $S_{01}(0) = \partial I_0 / \partial u$, после несложных вычислений получим

$$S_{01}(0) = S\theta/\pi.$$

При $E = E'$ для любой \mathcal{E} в точке возбуждения ($U=0$) угол отсечки $\theta = \pi/2$ и, следовательно, $S_{01}(0) = S/2$. Правее точки запира-
ния с увеличением \mathcal{E} угол θ уменьшается от π до $\pi/2$ и $S_{01}(0)$ снижается от S до $S/2$. Таким образом, при $E > E'$ возможно асинхронное подавление колебаний.

Левее точки запира-
ния $S_{01}(0)$ увеличивается от 0 до $S/2$, т. е. здесь возможно асинхронное возбуждение колебаний.

Приведенные примеры подтверждают возможность асинхронного управления колебаниями. Но пока это еще мало используется в радиотехнике. Гораздо шире применяется синхронное воздействие на генератор.

1-5. СИНХРОННЫЙ РЕЖИМ

В синхронном режиме частоты ω и ω_r находятся в целочисленном отношении. В общем случае $\omega_r = m\omega/n$. Такой частотой обладает большое количество

комбинационных составляющих ¹:

$$i_{\omega r} = I_{01} \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ I_{km, kn-1} \times \right. \\ \times \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi - kn\varphi \right) + I_{km, kn+1} \times \\ \times \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi + kn\varphi \right) \left. \right\}. \quad (1-21)$$

Комплексная амплитуда основной гармоники тока $i_{\omega r}$ равна:

$$\dot{I} = (I_B - jI_M) e^{j\varphi}, \quad (1-22)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_B &= I_{01} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (I_{km, kn-1} + I_{km, kn+1}) \cos kn\varphi; \\ I_M &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (I_{km, kn-1} - I_{km, kn+1}) \sin kn\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (1-23)$$

В общем случае фаза основной гармоники тока отличается от фазы напряжения на входе нелинейного элемента, что эквивалентно инерционности последнего. Инерционность может быть обоих знаков. Сдвиг фаз между током $i_{\omega r}$ и напряжением u зависит от соотношения между вещественной и мнимой составляющими основной гармоники тока (рис. 1-7). За счет этого сдвига колебания в автогенераторе происходят не на резонансной частоте ω_0 . В схеме автоматически устанавливаются такие U_0 и φ_0 , при которых сдвиг фаз между током и напряжением соответствует частоте колебаний $m\omega/n$. Вещественная составляющая должна компенсировать потери в нагрузке, поэтому она всегда положительна. Следовательно, сдвиг фаз между током и на-

¹ Если $n=1$, перед членом I_{m0} вместо коэффициента $1/2$ надо поставить 1.

Вообще говоря, не имеется доказательства абсолютной сходимости ряда (1-21) в общем случае. Поэтому при сигналах с кратными частотами методом двойных рядов Фурье следует пользоваться с некоторой осторожностью. Однако при характеристиках типа $i = f(u + e)$, которые можно с любой точностью на конечном интервале представить полиномом конечной степени, двойное разложение в ряд Фурье всегда дает правильные результаты. Но и здесь могут встретиться случаи, когда ряд (1-21) сходится медленно и для достаточной точности в нем следует удерживать несколько членов.

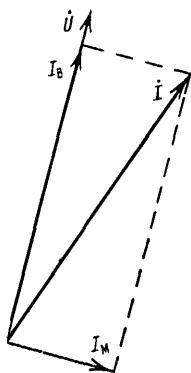


Рис. 11-7.

пряжением по модулю меньше $\pi/2$. Из-за этого частота колебаний $m\omega/n$ не может неограниченно отличаться от резонансной частоты ω_0 и синхронный режим имеет место лишь в некоторой окрестности ω_0 , называемой полосой синхронизма.

Напряжение на нагрузке создается основной гармоникой тока, поэтому ее комплексная амплитуда \dot{I} , как и в свободном режиме, связана с \dot{U} уравнением (1-2). Для дальнейших вычислений его удобно записать в виде

$$\dot{I} = Y(p) \dot{U}, \quad (1-24)$$

где $Y(p) = 1/Z_Y(p) = Y_v(p) + jY_m(p)$ — управляющая проводимость.

В стационарном режиме амплитуда и фаза не меняются во времени, т. е. $pU = p\varphi = 0$, и уравнения стационарного режима имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} I_{v0} &= Y_v(0) U_0; \\ -I_{m0} &= Y_m(0) U_0. \end{aligned} \right\} \quad (1-25)$$

Если роль избирательной нагрузки играет одиночный контур с резонансной частотой ω_0 и постоянной времени T , управляющая проводимость при действительном коэффициенте обратной связи (П-3)

$$Y(p) = \frac{1 + pT + j\xi}{R_y}, \quad (1-26)$$

где $\xi = \Delta\omega T = \left(\frac{m}{n}\omega - \omega_0\right)T$ — обобщенная расстройка контура относительно частоты колебаний $m\omega/n$.

После подстановки (1-26) и (1-22) в (1-2) и разделения действительных и мнимых частей получается система двух дифференциальных уравнений, описывающих процессы в одноконтурных синхронизированных автогенераторах с действительным коэффициентом обратной связи:

$$\left. \begin{aligned} TpU &= I_v R_y - U; \\ TU p\varphi &= -I_m R_y - \xi U. \end{aligned} \right\} \quad (1-27)$$

С учетом (1-23) имеем:

$$\left. \begin{aligned} T p U &= \left(I_{01} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa 0} \cos \kappa n \varphi \right) R_y - U; \\ U T p \varphi &= -\frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi R_y - \xi U, \end{aligned} \right\} \quad (1-28)$$

где

$$I_{\kappa c} = I_{\kappa m, \kappa n-1} + I_{\kappa m, \kappa n+1}; \quad I_{\kappa s} = I_{\kappa m, \kappa n-1} - I_{\kappa m, \kappa n+1}. \quad (1-29)$$

Обычно с ростом номера амплитуды гармоник быстро убывают, поэтому можно удержать лишь составляющие с $k=1$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} T p U &= \left(I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n \varphi \right) R_y - U; \\ U T p \varphi &= -\frac{1}{2} I_s \sin n \varphi R_y - \xi U. \end{aligned} \right\} \quad (1-30)$$

Здесь¹

$$\left. \begin{aligned} I_c &= I_{m, n-1} + I_{m, n+1}; \\ I_s &= I_{m, n-1} - I_{m, n+1}. \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

Уравнения стационарного режима получаются из (1-27) или (1-28) при $p=0$:

$$U_0 = I_{00} R_y; \quad \xi U_0 = -I_{00} R_y, \quad (1-32)$$

или

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= \left(I_{01} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi_0 \right) R_y, \\ \xi U_0 &= -\frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi_0 R_y. \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

¹ Если $n=1$, перед членом I_{m0} следует поставить коэффициент 2.

Удерживая члены с $\kappa = 1$, имеем:

$$U_0 = \left(I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi_0 \right) R_y; \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (1-34)$$

$$\xi U_0 = -\frac{1}{2} I_s \sin n\varphi_0 R_y. \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (1-35)$$

Решив совместно (1-34) и (1-35), нетрудно получить:

$$\xi = \pm \frac{I_s R_y}{2U_0} \sqrt{1 - \frac{4(U_0/R_y - I_{01})^2}{I_c^2}}. \quad (1-36)$$

Зная зависимости $I_{01}(U)$, $I_c(U)$, $I_s(U)$, с помощью (1-36) можно построить резонансные характеристики $U_0(\xi)$ синхронизированного генератора для различных значений R_y . Затем с помощью (1-35) получаются и фазовые характеристики $n\varphi_0(\xi)$.

Устойчивость стационарного режима. Уравнения (1-32) — (1-36) определяют все возможные стационарные режимы синхронизированного генератора. Однако некоторые из них оказываются неустойчивыми. Для определения устойчивости рассмотрим поведение генератора при малых отклонениях ΔU и $\Delta\varphi$ от стационарного режима U_0 , φ_0 , когда

$$\left. \begin{array}{l} U = U_0 + \Delta U; \\ \varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi. \end{array} \right\} \quad (1-37)$$

Для упрощения выкладок уравнения (1-28) запишем в форме

$$pU = UA_g(U, \varphi); \quad (1-38)$$

$$Up\varphi = UB_g(U, \varphi, \xi). \quad (1-39)$$

Тогда уравнения стационарного режима примут вид:

$$\left. \begin{array}{l} A_g(U_0, \varphi_0) = 0; \\ B_g(U_0, \varphi_0, \xi) = 0. \end{array} \right\} \quad (1-40)$$

Подставляя (1-37) в (1-38) и (1-39), раскладывая A_g и B_g в ряд Тейлора вокруг U_0 , φ_0 и учитывая малые не выше первого порядка малости, получаем:

$$\left(U_0 \frac{\partial A_g}{\partial U} - p \right) \Delta U + \frac{\partial A_g}{\partial \varphi} U_0 \Delta\varphi = 0;$$

$$U_0 \frac{\partial B_g}{\partial U} \Delta U + \left(\frac{\partial B_g}{\partial \varphi} - p \right) U_0 \Delta\varphi = 0.$$

Отсюда коэффициенты характеристического уравнения $p^2 + a_1 p + a_2 = 0$

$$a_1 = - \left(U_0 \frac{\partial A_g}{\partial U} + \frac{\partial B_g}{\partial \varphi} \right); \quad (1-41)$$

$$a_2 = U_0 \left(\frac{\partial A_g}{\partial U} \frac{\partial B_g}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_g}{\partial U} \frac{\partial A_g}{\partial \varphi} \right). \quad (1-42)$$

Коэффициент a_2 связан с наклоном касательной к резонансной характеристике, характеризуемым производной $dU_0/d\xi$. Для ее вычисления возьмем полные производные от равенств (1-40):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_g}{\partial U_0} \frac{dU_0}{d\xi} + \frac{\partial A_g}{\partial \varphi_0} \frac{d\varphi_0}{d\xi} &= 0; \\ \frac{\partial B_g}{\partial U_0} \frac{dU_0}{d\xi} + \frac{\partial B_g}{\partial \varphi_0} \frac{d\varphi_0}{d\xi} + \frac{\partial B_g}{\partial \xi} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-43)$$

Комбинируя (1-42) и (1-43) с учетом того, что $\partial B_g / \partial \xi = 1$, имеем:

$$\frac{dU_0}{d\xi} = - \frac{U_0 \partial A_g / \partial \varphi_0}{a_2}. \quad (1-44)$$

При перемене знака у коэффициента a_2 меняется знак и у $dU_0/d\xi$. В тех точках, где $a_2 = 0$, $dU_0/d\xi = \infty$ *. Поэтому граница устойчивости по критерию $a_2 > 0$ совпадает с геометрическим местом точек с вертикальными касательными к резонансным характеристикам. Аналогичный результат получается и с фазовыми характеристиками.

Если с помощью (1-27) функции A_g и B_g выразить через I_B и I_M , то

$$a_1 = \frac{1}{T} [(1 - \sigma_{Bu} R_y) + \sigma_{M\varphi} R_y]; \quad (1-45)$$

$$a_2 = (\xi + \sigma_{Mu} R_y) \sigma_{B\varphi} R_y + \sigma_{M\varphi} R_y (1 - \sigma_{Bu} R_y). \quad (1-46)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{Bu} &= \frac{dI_B}{dU}; & \sigma_{Mu} &= \frac{dI_M}{dU}; \\ \sigma_{B\varphi} &= \frac{dI_B}{U_0 d\varphi}; & \sigma_{M\varphi} &= \frac{dI_M}{U_0 d\varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (1-47)$$

* Здесь не учитывается маловероятный случай, когда в нуль одновременно обращаются a_2 и $\partial A_g / \partial \varphi_0$.

Стационарный режим будет устойчивым, если коэффициенты характеристического уравнения больше нуля. Для их вычисления воспользуемся приближенными выражениями I_B и I_M , учитывающими в (1-23) только члены с $\kappa=1$:

$$I_B = I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi; \quad I_M = \frac{1}{2} I_s \sin n\varphi.$$

Будем к тому же считать, что I_{01} , I_c и I_s не зависят от φ^* . Тогда с учетом уравнений стационарного режима (1-34) и (1-35) имеем:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{Bu} &= \sigma_{01} + \sigma_c \frac{1 - S_{01}R_y}{S_c R_y}; \quad \sigma_{Mu} = -\sigma_s \frac{\xi}{S_s R_y}; \\ \sigma_{B\varphi} &= \frac{n S_c \xi}{S_s R_y}; \quad \sigma_{M\varphi} = \frac{n S_s}{S_c R_y} (1 - S_{01}R_y) \end{aligned} \right\} \quad (1-48)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= 1 - \sigma_{01}R_y + (1 - S_{01}R_y) (n S_s - \sigma_c) / S_c; \\ a_2 &= n \left[\xi^2 \frac{S_c}{S_s^2} (S_s - \sigma_s) + \frac{S_s}{S_c} (1 - S_{01}R_y) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - \sigma_{01}R_y - \sigma_c \frac{1 - S_{01}R_y}{S_c} \right) \right], \end{aligned}$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} \sigma_{01} &= \frac{dI_{01}}{dU}; \quad \sigma_c = \frac{dI_c}{dU}; \quad \sigma_s = \frac{dI_s}{dU}; \\ S_{01} &= I_{01}/U; \quad S_c = I_c/U; \quad S_s = I_s/U. \end{aligned}$$

Коэффициент a_1 в явной форме не зависит от ξ . Поэтому в координатах U, ξ границы устойчивости, определяемые коэффициентом a_1 , будут представлять собой прямые линии, параллельные оси ξ , причем области устойчивости и неустойчивости чередуются.

Для a_2 можно получить более простое выражение:

$$a_2 = - \frac{n \xi I_c}{I_s dU_0/d\xi},$$

если воспользоваться (1-44), учесть уравнения стационарного режима (1-35) и то, что на основании (1-38) и (1-30)

$$\frac{\partial A_g}{\partial \varphi_0} = -n \frac{I_c R_y}{U_0} \sin n\varphi_0.$$

Таким образом, если знаки I_c и I_s совпадают, устойчивые режимы в изохронном генераторе могут быть в тех случаях, когда ξ и $dU_0/d\xi$ имеют противоположные знаки.

Наличие устойчивых режимов еще не означает, что синхронные колебания в автогенераторе обязательно будут существовать. Для их появления необходимо,

* Противоположный случай может получиться при автосмещении, когда напряжение смещения зависит от φ .

чтобы состояние равновесия $U=0$ оказалось неустойчивым. В противном случае для возбуждения колебаний потребуются дополнительные внешние воздействия, как это было в жестком режиме у свободного генератора.

Диапазон расстроек, в котором возможны устойчивые синхронные режимы, будем называть полосой синхронизма. Полосу частот, в которой синхронный режим наступает при любых начальных условиях, назовем полосой захвата.

Условия самовозбуждения. Для получения условий самовозбуждения необходимо исследовать устойчивость состояния равновесия $U_0=0$. Поскольку в этом случае фаза φ не определена, приходится переходить от угловых координат U, φ к декартовым $U_{\text{в}}, U_{\text{м}}$ ($Ue^{j\varphi} = U_{\text{в}} - jU_{\text{м}}$) и исследовать устойчивость режима $U_{\text{в}0} = U_{\text{м}0} = 0$. Уравнения (1-30) в этих координатах получаются сложными. Поэтому ради сокращения выкладок рассмотрим условия самовозбуждения качественно для двух часто встречающихся случаев:

$$1) \frac{1}{2} |S_s(0)| R_y \ll |\xi|; \quad 2) \frac{1}{2} |S_s(0)| R_y \gg |\xi|.$$

В первом случае при возникновении колебаний ($U \approx 0$) фаза φ все время меняется почти по линейному закону. Поэтому член $\cos n\varphi$ в первом уравнении (1-30) меняется периодически. Для того чтобы в среднем амплитуда U нарастала (т. е. $dU/dt > 0$ в среднем), необходимо выполнение следующего условия:

$$S_{01}(0) R_y > 1. \quad (1-49)$$

Во втором случае фаза φ стремится к значению, определяемому вторым уравнением (1-30) при $p\varphi=0$:

$$\sin n\varphi = \frac{-2\xi}{S_s(0) R_y}.$$

Поскольку при $U \approx 0$ амплитуда изменяется медленно (так как $dU/dt \approx 0$), условия самовозбуждения можно определить при этом значении φ . Амплитуда будет нарастать [$dU/dt > 0$ в (1-30)], когда

$$S_{01}(0) R_y + \frac{1}{2} S_c(0) R_y \sqrt{1 - \frac{4\xi^2}{[S_s(0) R_y]^2}} > 1. \quad (1-50)$$

В реальных устройствах модуляционные характеристики $I_r(u)$ не имеют изломов, поэтому крутизна $S_{rq} = I_{rq}/U$ при $U \rightarrow 0$ для $q > 1$ всегда стремится к нулю. Таким образом, при $n > 2$ $S_c(0) = S_s(0) = 0$ и условие самовозбуждения описывается неравенством (1-49). Следовательно, при $n > 2$ генератор в синхронном режиме самовозбуждается тогда и только тогда, если он возбуждается в асинхронном режиме. Но отсутствие колебаний в асинхронном режиме еще не означает, что они невозможны и в синхронном. Они здесь не самовозбуждаются, но существовать могут.

При $n = 1$ и 2 $S_c(0) = S_s(0) \neq 0$, поэтому на основании (1-50) условие самовозбуждения имеет вид:

$$[1 - S_{01}(0)R_y] < \sqrt{\frac{1}{4} [S_c(0)R_y]^2 - \xi^2}. \quad (1-51)$$

Выполнение (1-51) возможно при невыполнении (1-49). Следовательно, при определенных условиях колебания в синхронном режиме возникают даже тогда, когда в асинхронном они отсутствуют. В этом случае говорят о синхронном возбуждении колебаний.

Рассмотрим несколько конкретных примеров.

1-6. СИНХРОНИЗАЦИЯ НА ОСНОВНОМ ТОНЕ ПРИ ПОЛИНОМИАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЭЛЕМЕНТА

Если синхронизирующий сигнал подается на те же электроды нелинейного элемента, что и напряжение обратной связи, задачу удобнее решать относительно суммарного напряжения $u_\Sigma = u + e$.

Поскольку в синхронном режиме оба сигнала имеют одну и ту же частоту, комплексная амплитуда суммарного напряжения $\dot{U}_\Sigma = U_\Sigma e^{j\varphi_\Sigma} = \dot{U} + \dot{e}$. У безынерционного нелинейного элемента первая гармоника тока совпадает по фазе с напряжением u_Σ , поэтому

$$U_\Sigma e^{j\varphi_\Sigma} = \frac{1}{Y(p)} I e^{j\varphi_\Sigma} + e. \quad (1-52)$$

Здесь учтено, что напряжение обратной связи создается за счет падения напряжения на нагрузке от первой гармоники тока, т. е. $\dot{U} = I e^{j\varphi_\Sigma} / Y(p)$. Подставляя в (1-52) выражение $Y(p)$ (1-26) для одноконтурного генератора, имеем:

$$\left. \begin{aligned} T p U_\Sigma + U_\Sigma &= I R_y + e (\cos \varphi_\Sigma + \xi \sin \varphi_\Sigma); \\ T U_\Sigma p \varphi_\Sigma &= -\xi U_\Sigma - e (\sin \varphi_\Sigma - \xi \cos \varphi_\Sigma). \end{aligned} \right\} \quad (1-53)$$

В стационарном режиме ($pU_{\Sigma} = p\varphi_{\Sigma} = 0$)

$$U_{\Sigma 0}^2 \{ \xi^2 + [S_1 (U_{\Sigma 0}) R_y - 1]^2 \} = \mathcal{E}^2 (\xi^2 + 1). \quad (1-54)$$

Интересно отметить, что состояние равновесия $U_{\Sigma 0} = 0$ не является решением уравнения (1-54), т. е. в схеме всегда существуют колебания. Когда генератор не возбуждается, колебания создаются за счет усиления синхронизирующего сигнала.

Если характеристика нелинейного элемента описывается полиномом 3-й степени $i = b_0 + b_1 u_{\Sigma} + b_2 u_{\Sigma}^2 + b_3 u_{\Sigma}^3$ ($b_3 < 0$), то

$$S_1 (U_{\Sigma}) = b_1 + \frac{3}{4} b_3 U_{\Sigma}^3$$

и уравнение стационарного режима (1-54) принимает вид:

$$U_{\Sigma 0}^2 \left\{ \xi^2 + \left[b_1 R_y + \frac{3}{4} b_3 R_y U_{\Sigma 0}^2 - 1 \right]^2 \right\} = \mathcal{E}^2 (\xi^2 + 1). \quad (1-55)$$

При $b_1 R_y > 1$ генератор в свободном режиме возбуждается и в нем устанавливаются колебания с амплитудой $U_{\text{св}}$, которую можно определить из (1-55) при $\mathcal{E} = 0$ и $\xi = 0$:

$$U_{\text{св}}^2 = \frac{b_1 R_y - 1}{-\frac{3}{4} b_3 R_y}. \quad (1-56)$$

Введем безразмерные амплитуды

$$\left. \begin{aligned} y_{\Sigma} &= \frac{U_{\Sigma 0}}{U_{\text{св}}}; \\ \lambda &= \frac{\mathcal{E}}{U_{\text{св}}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-57)$$

Для них после некоторых преобразований уравнения (1-55) получим:

$$\chi_{\text{в}}^2 y_{\Sigma}^6 - 2\chi_{\text{в}}^2 y_{\Sigma}^4 + (\xi^2 + \chi_{\text{в}}^2) y_{\Sigma}^2 - \lambda^2 (\xi^2 + 1) = 0. \quad (1-58)$$

Здесь введен коэффициент $\chi_{\text{в}} = b_1 R_y - 1 = -\frac{3}{4} b_3 R_y U_{\text{св}}^2$, на-

зываемый запасом самовозбуждения.

Резонансные характеристики синхронизированного генератора $y_{\Sigma}(\xi)$ зависят от λ и $\chi_{\text{в}}$ и их удобнее строить, решив (1-58) относительно ξ :

$$\xi^2 = \frac{\lambda^2 - \chi_{\text{в}}^2 y_{\Sigma}^2 (y_{\Sigma}^2 - 1)^2}{y_{\Sigma}^2 - \lambda^2}.$$

Семейство характеристик для $\chi_{\text{в}} = 0,5$ показано в качестве примера на рис. 1-8. Одна граница устойчивости ($a_2 = 0$), как всегда, совпадает с изоклиной вертикальных касательных к резонансным кривым. На рис. 1-8 она показана жирной линией. Вторая граница ($a_1 = 0$) совпадает с прямой $y_{\Sigma}^2 = 0,5$. Неустойчивые участки резонансных кривых на рис. 1-8 не показаны.

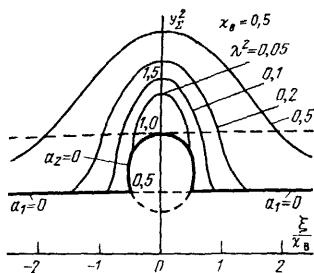


Рис. 1-8.

Обычно в литературе приводятся резонансные кривые, отличающиеся по виду от рис. 1-8 (например, [2, 3]), так как там рассматривается случай введения внешней силы в контур генератора. При этом амплитуда и фаза внешней силы, пересчитанной ко входу нелинейного элемента, меняются при изменении расстройки. Такой способ подачи внешней силы применяется обычно лишь в генераторах на нелинейных двухполюсниках, например на туннельных диодах, диодах Ганна и т. п.

1-7. ДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ НА ДВА ПРИ ПОЛИНОМИАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЭЛЕМЕНТА

Рассмотрим задачу предыдущего параграфа для случая, когда частота внешней силы примерно в два раза превышает частоту собственных колебаний ($n=2$). Если характеристика нелинейного элемента аппроксимирована полиномом 3-й степени,

$$I_c = I_s = I_{11} = 2b_2 U \mathcal{E}; \quad (1-59)$$

$$I_{01} = b_1 U + \frac{3}{4} b_3 U^3 + \frac{3}{2} b_3 \mathcal{E}^2 U. \quad (1-60)$$

Подставляя (1-59) и (1-60) в (1-34) и (1-35), после некоторых преобразований получаем:

$$U^2_0 = \frac{[S_{01}(0) - 1/R_y] \pm \sqrt{(b_2 \mathcal{E})^2 - \xi^2/R_y^2}}{-3b_3/4}, \quad (1-61)$$

где $S_{01}(0) = b_1 + \frac{3}{2} b_3 \mathcal{E}^2$.

Как показывает исследование, устойчивые режимы соответствуют знаку плюс перед корнем в (1-61).

В несамовозбужденном генераторе ($b_1 R_y < 1$) колебания без внешней силы отсутствуют. Их не будет и в асинхронном режиме, так как с ростом \mathcal{E} крутизна асинхронной составляющей уменьшается (1-60). В синхронном же режиме за счет дополнительной составляющей тока с амплитудой I_{11} при определенных условиях ко-

Если амплитуда внешнего воздействия $\mathcal{E} > U_{св}/\sqrt{2}$ ($\lambda^2 > 0,5$), резонансная кривая вся лежит выше прямой $y^2_\Sigma = 0,5$. Собственные колебания в этом случае не возникают даже при больших расстройках. Они «потушены» внешним воздействием. Такой же результат получился и при исследовании асинхронного режима (§ 1-4).

Когда $b_1 R_y < 1$, колебания в автогенераторе не возникают ни при какой внешней силе. В этом случае генератор работает как усилитель с обратной связью и резонансные характеристики напоминают резонансные кривые одиночного контура.

лебания могут возбуждаться. Это получится, если выражение под квадратным корнем в (1-61) окажется больше значения $(S_{01}(0) - 1/R_y)^2$. Из этого условия легко определить и полосу синхронизма:

$$\Pi = 2\xi_{\text{макс}} = 2R_y \sqrt{(b_2 \mathcal{E}^2 + [S_{01}(0) - 1/R_y]^2)}. \quad (1-62)$$

Колебания возбуждаются лишь при определенных значениях амплитуды внешней силы. В случае настроенного генератора ($\xi=0$) это происходит, если $\mathcal{E}_{\text{пор}} \leq \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{\text{пот}}$, где

$$\mathcal{E}_{\text{пор}} = \frac{b_2 - \sqrt{b_2^2 - 6b_3(b_1 - 1/R_y)}}{-3b_3}; \quad (1-63)$$

$$\mathcal{E}_{\text{пот}} = \frac{b_2 + \sqrt{b_2^2 - 6b_3(b_1 - 1/R_y)}}{-3b_3}. \quad (1-64)$$

В расстроенном генераторе ($\xi \neq 0$) интервал \mathcal{E} , в котором возникают колебания, сужается и при $\xi = \xi_{\text{макс}}$ обращается в нуль. Как следует из (1-63) и (1-64), даже в настроенном генераторе колебания не возникают ни при какой амплитуде внешней силы, если

$b_1 R_y < \frac{b_2^2 R_y}{6b_3} + 1$. Максимальная полоса синхронизма получается при

$$\mathcal{E}_{\text{макс}} = \frac{\sqrt{2b_2^2 - 6b_3(b_1 - 1/R_y)}}{-3b_3}.$$

Резонансные кривые для $y_0 = U_0/U_{\text{св}}$ имеют такой же характер, как на рис. 1-9 при $\lambda = 0,8; 0,9; 0,95$.

В самовозбужденном генераторе ($b_1 R_y > 1$) порог внешней силы отсутствует. Колебания с амплитудой $U_{\text{св}}$ (1-56) существуют и без внешнего воздействия. Если $S_{01}(0) > 1/R_y$, а это будет при $\mathcal{E}^2 \leq \frac{1}{2} U_{\text{св}}^2$, за полосой синхронизма имеет место асинхронный ре-

жим. Синхронный режим получается в полосе расстроек ξ , при которых подкоренное выражение в (1-61) больше нуля. Таким образом, полоса синхронизма $\Pi = 2b_2 \mathcal{E} R_y$. При $\mathcal{E}^2 > 0,5 U_{\text{св}}^2$, когда $S_{01}(0) R_y < 1$, асинхронные колебания подавляются. Синхронные же существуют в полосе, определяемой равенством (1-62). Но если $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{\text{пот}}$ (1-64), полоса синхронизма равна нулю и в схеме отсутствуют всякие колебания.

Резонансные характеристики можно построить с помощью равенства (1-61), преобразовав его к виду

$$y_0 = 1 - 2\lambda^2 \pm \frac{\sqrt{r_0 \chi_B \lambda^2 - \xi^2}}{\chi_B}.$$

Здесь использованы обозначения (1-57) и введен новый параметр $r_0 = -4b_2^2 R_y / 3b_3$.

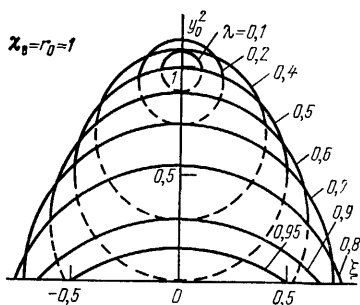


Рис. 1-9.

Семейство резонансных кривых для $r_0 = \chi_v = 1$ показано на рис. 1-9. Режим усиления внешнего сигнала, получающийся при синхронизации на основном тоне, при делении частоты невозможен. Если $\mathcal{E}^2 < 0,5 U_{св}^2$ ($\lambda^2 < 0,5$), резонансные характеристики для некоторых или всех ξ — двузначные. Устойчивы режимы с большей амплитудой. Неустойчивые режимы обозначены на рис. 1-9 пунктиром. Как уже отмечалось, за полосой синхронизма существует асинхронный режим.

При $0,5 \leq \lambda^2 \leq 1$ резонансные кривые имеют такой же характер, как и в невозбужденном генераторе. За полосой синхронизма колебаний нет, а на ее границах амплитуда уменьшается до нуля. При $\lambda \geq 1$ ($\mathcal{E} \geq U_{св}$) подавляются и синхронные колебания, ибо для $r_0 = \chi_v = 1$ $\mathcal{E}_{пот} = U_{св}$ (1-64).

При характеристике нелинейного элемента в виде полинома 5-й степени резонансные кривые для некоторых режимов получают многозначными с двумя устойчивыми значениями. При переходе с одной устойчивой ветви на другую происходит скачок амплитуды синхронных колебаний, причем скачки «вверх» и «вниз» происходят при разных расстройках, т. е. имеет место гистерезис. При некоторых параметрах гистерезис наблюдается и при переходе из асинхронного режима в синхронный. Резонансная кривая при этом аналогична приведенной на рис. 1-10, в.

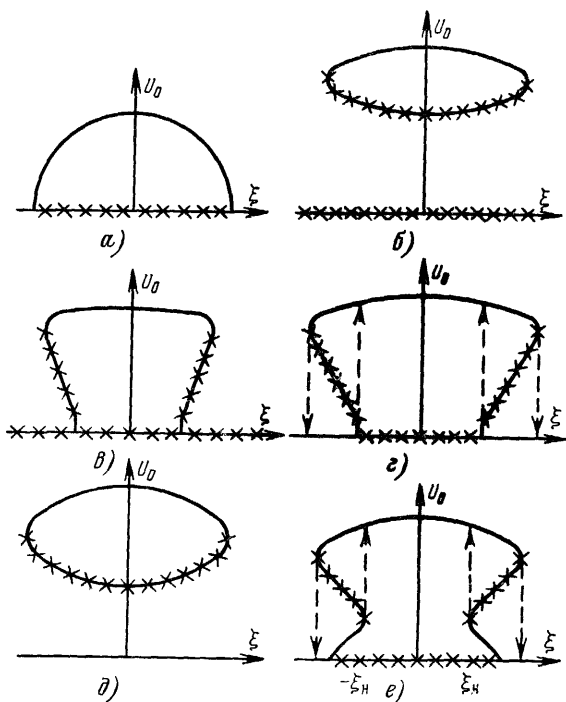


Рис. 1-10.

При синхронизации на основном тоне возможны случаи, когда при уменьшении расстройки усиление входного сигнала сменяется асинхронным, а затем синхронным режимами. После возникновения колебаний увеличение расстройки не всегда приводит к их срыву, т. е. не всегда происходит обратный переход в режим усиления. В общем случае обратный переход от синхронного режима в асинхронный получается при большей расстройке, чем переход из асинхронного в синхронный. Возможен и непосредственный переход из режима усиления в синхронный режим, сопровождаемый скачком амплитуды напряжения на нагрузке. Подробное исследование всех этих режимов для синхронизации на основном тоне приведено в [4].

Обсуждение возможных типов резонансных кривых для характеристики нелинейного элемента в виде полинома 7-й степени проводится в работе [5]. Оказывается, что в этом случае возможен так называемый сложно-жесткий режим, в котором вблизи собственной частоты генератора существует полоса синхронизма, затем симметрично располагаются две полосы биений (асинхронные колебания). Полосы биений вновь сменяются двумя полосами синхронизма, за которыми снова происходят асинхронные колебания.

При более «гладких» характеристиках резонансные кривые получаются менее сложными. Некоторые характерные кривые приведены на рис. 1-10. Крестиками отмечены неустойчивые режимы. Кривые, приведенные на рис. 1-10,а—в, встречались в разобранных выше примерах, поэтому обсудим лишь характеристики на рис. 1-10,г—е. В случае (рис. 1-10,г) колебания за полосой синхронизма отсутствуют. Синхронные колебания возникают при меньшей расстройке, чем срываются. В режиме (рис. 1-10,д) возможны лишь синхронные колебания. Для их возбуждения требуется создание определенных начальных условий. В случае (рис. 1-10,е) при уменьшении расстройки синхронные колебания возникают с нулевой амплитудой. При некоторой расстройке $\pm \xi_n$ амплитуда скачком возрастает. Если после этого расстройку начать увеличивать, амплитуда плавно уменьшается, а затем колебания срываются. Асинхронных колебаний в схеме нет.

1-8. СИНХРОНИЗИРОВАННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С БОЛЬШОЙ ИЛИ ПРЕОБЛАДАЮЩЕЙ АСИНХРОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

Существенное влияние на режим синхронизируемого генератора оказывает величина асинхронной составляющей. Например, в рассмотренных примерах вид резонансной характеристики зависел от значений $b_1 R_y$ и $S_{01}(0) R_y$. По величине асинхронной составляющей все синхронизированные генераторы можно разделить на следующие группы:

- 1) генераторы без асинхронной составляющей ($I_{01} \equiv 0$);
- 2) генераторы с преобладающей асинхронной составляющей;
- 3) генераторы с малой асинхронной составляющей.

Ко второй группе относятся генераторы, у которых для всех U и φ выполняются неравенства

$$\left. \begin{aligned} \kappa_1 S_{01} &\geq |S_{c\Sigma}|; \\ \kappa_2 S_{01} &\geq |S_{s\Sigma}|, \end{aligned} \right\} \quad (1-65)$$

причем $\kappa_1, \kappa_2 \leq 1$, а

$$S_{c\Sigma} = \frac{I_{c\Sigma}}{U} = \frac{\sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi}{U}; \quad (1-56)$$

$$S_{s\Sigma} = \frac{I_{s\Sigma}}{U} = \frac{\sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi}{U}. \quad (1-66a)$$

Когда $\kappa_1, \kappa_2 \ll 1$, генераторы будем называть генераторами с большой асинхронной составляющей. Если неравенства (1-65) не выполняются, генератор относится к третьей группе.

В зависимости от выбора рабочей точки на характеристике нелинейного элемента, амплитуды внешней силы, коэффициентов m, n и некоторых других параметров один и тот же генератор может относиться к различным группам. С ростом m или n порядок комбинационных составляющих, входящих в $I_{c\Sigma}$ и $I_{s\Sigma}$, увеличивается и, следовательно, уменьшаются их амплитуды. Поэтому, если не принимаются специальных мер для уменьшения I_{01} , почти все генераторы при больших m или n относятся ко второй группе. А при малой внешней силе составляющие $I_{c\Sigma}$ и $I_{s\Sigma}$ малы для любых m и n .

Асинхронная же компонента в этом случае для возбуждения колебаний должна быть сравнительно большой. Поэтому при малой внешней силе синхронизированный генератор всегда относится ко второй группе. Степень малости \mathcal{E} , необходимая для этого, зависит от схемы и ее параметров. Обычно, если напряжения внешней силы и обратной связи подаются на одни электроды, достаточно, чтобы $\mathcal{E} \leq 0,1 U_0$.

Определим полосу синхронизма генераторов с преобладающей асинхронной составляющей. Для этого

уравнения стационарного режима одноконтурного генератора (1-33) запишем с учетом (1-66) в виде

$$S_{01}(U_0) + \frac{1}{2} S_{c\Sigma}(U_0, n\varphi_0) = \frac{1}{R_y}, \quad (1-67)$$

$$\xi = -\frac{1}{2} S_{s\Sigma}(U_0, n\varphi_0) R_y. \quad (1-68)$$

Из (1-67) и (1-65) следует, что для любого U_0

$$S_{01}(U_0) R_y \leq \frac{1}{1 - 0,5\kappa_1},$$

а согласно уравнению (1-68) граничные значения расстройки по модулю не превосходят $\frac{1}{2} R_y |S_{s\Sigma}|_{\text{макс}}$, где $|S_{s\Sigma}|_{\text{макс}}$ — максимальное значение модуля $S_{s\Sigma}$. Поэтому на основании (1-65)

$$\Pi \leq \frac{\kappa_2}{1 - 0,5\kappa_1}.$$

Поскольку у генераторов с преобладающей асинхронной составляющей коэффициенты κ_1 и κ_2 не превосходят единицы, полоса синхронизма таких генераторов не превышает двух единиц обобщенной расстройки. Для ее расширения нужно выбирать такие типы и режимы нелинейных элементов, чтобы $S_{c\Sigma}$ и $S_{s\Sigma}$ были как можно больше по сравнению с S_{01} . При этом $S_{s\Sigma}$ (при $\kappa_1, \kappa_2 \leq 1$) сильнее влияет на полосу, чем $S_{c\Sigma}$.

У генераторов с большой асинхронной составляющей

$$S_{01} \gg S_c, S_s, \quad (1-69)$$

поэтому уравнение (1-34) приближенно можно записать в виде

$$U_{00} = I_{01}(U_{00}) R_y. \quad (1-70)$$

Следовательно, амплитуда колебаний таких генераторов практически постоянна во всей полосе синхронизма и за ее пределами. В этом приближении фазовая характеристика легко определяется из (1-35):

$$\xi = -\frac{1}{2} S_s(U_{00}) R_y \sin n\varphi_0. \quad (1-71)$$

В координатах $n\varphi_0$, ξ она представляет синусоиду. При $S_s(U_{00}) > 0$ устойчивые режимы соответствуют $|n\varphi_0| \leq \pi/2$. На границах полосы синхронизма $n\varphi_0 = \pm \pi/2$, поэтому

$$\Pi = S_s(U_{00}) R_y. \quad (1-72)$$

В действительности амплитуда колебаний не остается постоянной, а несколько изменяется в полосе синхронизма, отличаясь от U_{00} на небольшую величину $\Delta U_0 \ll U_0$. Считая $U_0 = U_{00} + \Delta U_0$, из (1-34) получаем:

$$U_{00} + \Delta U_0 = \left[I_{01}(U_{00}) + \sigma_{01}(U_{00}) \Delta U_0 + \frac{I_c(U_{00})}{2} \cos n\varphi_0 \right] R_y.$$

После несложных преобразований с учетом (1-70) имеем:

$$\Delta U_0 = \frac{I_c(U_{00}) R_y \cos n\varphi_0}{2(1 - \sigma_{01} R_y)}. \quad (1-73)$$

Подставив в (1-73) выражение для $\cos n\varphi_0$, найденное из (1-71), с помощью (1-72) получаем:

$$\Delta U_0 = \Delta U_{0\text{макс}} \sqrt{1 - 4\xi^2/\Pi^2},$$

где

$$\Delta U_{0\text{макс}} = \frac{I_c(U_{00}) R_y}{2(1 - \sigma_{01} R_y)}. \quad (1-74)$$

Здесь считается, что $I_s(U_{00}) > 0$. В противоположном случае выражение (1-74) должно быть взято со знаком минус. Амплитуда U_{00} определяется уравнением (1-70), которое по форме совпадает с уравнением свободного генератора. Поэтому в устойчивых режимах $\sigma_{01} < 1/R_y$ и

знак у $\Delta U_{0\text{макс}}$ определяется знаками $I_c(U_{00})$ и $I_s(U_{00})$. Если они одинаковы, $\Delta U_{0\text{макс}} > 0$. При разных знаках $\Delta U_{0\text{макс}} < 0$. Таким образом, резонансная характеристика может быть выпуклой ($\Delta U_{0\text{макс}} > 0$) или вогнутой ($\Delta U_{0\text{макс}} < 0$). Если $\Delta U_{0\text{макс}} = 0$, резонансная характеристика плоская. Все три возможных вида резонансной характеристики синхронизированного генератора с боль-

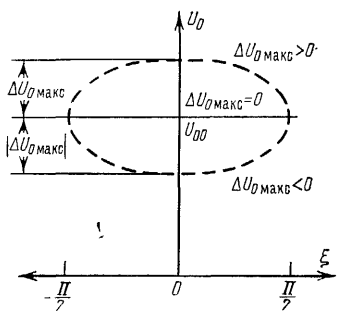


Рис. 1-11.

шой асинхронной составляющей показаны на рис. 1-11. На краях полосы синхронизма амплитуда колебаний равна U_{00} . Следовательно, при переходе из асинхронного режима в синхронный амплитуда не меняется. В общем случае U_{00} не равна амплитуде свободных колебаний, ибо составляющая I_{01} может отличаться от первой гармоники тока в свободном режиме. При малых внешних силах они совпадают.

В этом случае для определения нужных составляющих тока разложим (1-10) в ряд Тейлора вокруг $e=0$:

$$i = f(u, 0) + \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{1}{\kappa!} g^{(\kappa)} e^{\kappa}, \quad (1-75)$$

где

$$g^{(\kappa)} = \left. \frac{\partial^{\kappa} f(u, e)}{\partial e^{\kappa}} \right|_{e=0}.$$

При вычислении I_{01} сигнал u сначала считается неизменным и определяется постоянная составляющая тока. За счет малости e в (1-75) можно удержать только член с $\kappa=1$. Тогда

$$I_0 = f(u, 0). \quad (1-76)$$

Постоянная составляющая I_0 зависит от u . Величина I_{01} есть амплитуда первой гармоники при разложении (1-76) в ряд Фурье по напряжению обратной связи:

$$I_{01} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(U \cos \beta, 0) \cos \beta d\beta.$$

Таким образом, асинхронная составляющая при малой внешней силе в первом приближении совпадает с первой гармоникой тока свободного генератора I_0^0 . Поэтому амплитуду колебаний U_{00} на краях полосы синхронизма и в асинхронном режиме можно считать равной амплитуде свободных колебаний.

Для определения I_c и I_s следует сначала, считая $u = \text{const}$, найти из (1-75) m -ю гармонику напряжения внешней силы. Минимальный номер члена, который дает

m -ю гармонику, $\kappa = m$. Ввиду малости ϵ членами с $\kappa > m$ пренебрегаем. Тогда

$$I_m = \frac{g^{(m)}(u)}{2^{m-1} m!} \mathcal{G}^m. \quad (1-77)$$

Далее следует вычислить $(n-1)$ -ю и $(n+1)$ -ю гармоники напряжения обратной связи от (1-77). Если обозначить

$$g_r^{(m)} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} g^{(m)}(U \cos \beta) \cos r \beta d\beta,$$

то

$$\left. \begin{aligned} I_c &= \frac{\mathcal{G}^m}{2^{m-1} m!} g_c^{(m)}; \\ I_s &= \frac{\mathcal{G}^m}{2^{m-1} m!} g_s^{(m)}, \end{aligned} \right\} \quad (1-78)$$

где¹

$$\left. \begin{aligned} g_c^{(m)} &= g_{n-1}^{(m)} + g_{n+1}^{(m)}; \\ g_s^{(m)} &= g_{n-1}^{(m)} - g_{n+1}^{(m)}. \end{aligned} \right\} \quad (1-79)$$

Таким образом, для выполнения (1-69) должно быть:

$$\mathcal{G}^m \ll \frac{2^m m! I_0^1}{g_c^{(m)}} = \frac{2^m m! U_{00}}{g_c^{(m)} R_y}.$$

В этом случае на основании (1-72) и (1-78)

$$\Pi = \frac{g_s^{(m)}(U_{00})}{2^{m-1} m!} \frac{\mathcal{G}^m}{U_{00}} R_y, \quad (1-80)$$

а относительная полоса синхронизма

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{g_s^{(m)}(U_{00}) R_y \mathcal{G}^m}{2^m m! Q U_{00}}, \quad (1-81)$$

где Q — добротность контура.

Таким образом, при малой внешней силе полоса синхронизма пропорциональна \mathcal{G}^m и поэтому быстро

¹ Если $n = 1$, $g_c^{(m)} = 2g_0^{(m)} + g_2^{(m)}$; $g_s^{(m)} = 2g_0^{(m)} - g_2^{(m)}$.

где $g_0^{(m)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} g^{(m)}(U \cos \beta) d\beta$

уменьшается с ростом коэффициента умножения. Сужается она и при увеличении коэффициента деления n , ибо при этом уменьшается $g_s^{(m)}$ (1-79). Однако сужение в этом случае не такое быстрое. Следовательно, полоса синхронизма умножителя оказывается меньше, чем у делителя частоты, хотя порядок комбинационных составляющих, обеспечивающих синхронный режим, при равных m и n одинаков. Связано это с тем, что при делении частоты в формировании полезных составляющих участвуют высшие гармоники напряжения обратной связи, т. е. большого сигнала, а при умножении — внешней силы, т. е. малого сигнала. Если напряжение внешней силы соизмеримо с напряжением обратной связи, полосы синхронизма умножителя и делителя для одинаковых m и n будут примерно равными.

Максимальное отклонение $\Delta U_{\text{омакс}}$ от амплитуды свободных колебаний U_{00} при малой внешней силе на основании (1-74) и (1-78)

$$\Delta U_{\text{омакс}} = \frac{g_c^{(m)} (U_{00}) R_y}{2^m m! (1 - \sigma_{01} R_y)} \mathcal{G}^m, \quad (1-82)$$

причем форма резонансной характеристики (выпуклая или вогнутая) зависит от знаков $g_c^{(m)}$ и $g_s^{(m)}$. При одинаковых знаках характеристика — выпуклая, при разных — вогнутая. Если $g_c^{(m)} = 0$, резонансная характеристика — плоская.

В случае, когда напряжения внешней силы и обратной связи подводятся к одному электроду нелинейного элемента, $\left. \frac{\partial^q f(u, e)}{\partial e^q} \right|_{e=0} = \frac{\partial^q f(u)}{\partial u^q}$. При этом можно показать [6], что

$$\left. \begin{aligned} g_c^{(m)} &= \frac{1}{2} \frac{dg_n^{(m-1)}}{dU}; \\ g_s^{(m)} &= \frac{1}{2} \frac{ng_n^{(m-1)}}{U_{00}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-83)$$

Обычно $g_n^{(m-1)} > 0$. Поэтому вид резонансной характеристики определяется знаком производной по U от функции $g_n^{(m-1)}(U)$, которая является n -й гармоникой при воздействии гармонического сигнала на $(m-1)$ -ю производную характеристики нелинейного элемента. Если

$m=1$, т. е. при синхронизации на основном тоне ($n=1$) или деления частоты ($n>1$), $g_n^{(m-1)} = I_n^0$ (I_n^0 — n -я гармоника тока свободного генератора).

Амплитуда U_{00} определяется пересечением колебательной характеристики $I_1^0(U)$ и прямой U/R_y . Поэтому, если колебательная характеристика имеет вид, изображенный на рис. 1-12, резонансная кривая при синхронизации на основном тоне для $R_y = R_{y1}$ будет выпуклой, для $R_y = R_{y2}$ — плоской, а для $R_y = R_{y3}$ — вогнутой. По наклону соответствующих характеристик $g_n^{(m-1)}(U)$ можно определить тип резонансной характеристики и при более сложных видах синхронизации ($m:n$).

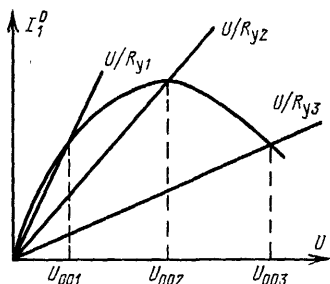


Рис. 1-12.

Функция $g_n^{(m-1)}(U)$ определяет и ширину полосы синхронизма, ибо при воздействии напряжений внешней силы и обратной связи на одни и те же электроды на основании (1-81) и (1-83)

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{n g_n^{(m-1)}(U_{00}) \mathcal{E}^m}{2^{m-1} m! I_1^0 U_{00} Q}.$$

При делении частоты ($m=1$) эта формула упрощается:

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{n I_n^0 \mathcal{E}}{Q I_1^0 U_{00}}, \quad (1-84)$$

а при синхронизации на основном тоне ($n=m=1$) становится совсем простой:

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{\mathcal{E}}{Q U_{00}}. \quad (1-85)$$

При синхронизации на основном тоне малым сигналом полоса синхронизма зависит только от добротности контура и соотношения между амплитудами напряжений внешней силы и обратной связи. При делении и умножении частоты существенную роль играет и степень нелинейности активного элемента, характеризующаяся амплитудой n -й гармоники тока I_n^0 или ее $(m-1)$ -й производной $g_n^{(m-1)}$.

Между синхронным и асинхронным режимами всегда существует режим биений, в котором амплитуда и фаза колебаний медленно меняются. Законы их изменения могут быть найдены из уравнений (1-30). Аналитически решить эти уравнения удастся лишь при некоторых аппроксимациях характеристики нелинейного элемента. Если же асинхронная составляющая велика, задача приближенно решается в общем виде.

При расстройках, не намного превышающих полосу синхронизма, фаза колебаний φ изменяется медленно и амплитуда колебаний $U(t) = U_{00} + \Delta U_0(t)$ успевает следить за изменением фазы. Поэтому согласно (1-73)

$$\Delta U(t) = \Delta U_{0\text{макс}} \cos n\varphi(t). \quad (1-86)$$

Изменение же фазы определяется уравнением, получаемым из (1-30) с учетом (1-72):

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\Delta\omega - \Delta\omega_{\text{макс}} \sin n\varphi, \quad (1-87)$$

причем в режиме биений $|\Delta\omega| > \Delta\omega_{\text{макс}} = \pi/2T$. При $|\Delta\omega| \leq \Delta\omega_{\text{макс}}$ уравнение (1-87) описывает установление фазы в синхронном режиме.

Рассмотрим процесс изменения φ на фазовой плоскости ($n\varphi, d\varphi/dt$). Фазовый портрет синхронизированного генератора будет состоять из одной траектории, описываемой (1-87). Для $\Delta\omega > 0$ фазовые портреты изображены на рис. 1-13. Стрелками показано направление движения по фазовой траектории. В асинхронном режиме (рис. 1-13, а) производная фазы все время отрицательна, поэтому фаза непрерывно уменьшается. При $\Delta\omega < 0$ фаза, наоборот, будет все время увеличиваться.

При изменении фазы от 2π до π амплитуда колебаний уменьшается от $U_{00} + \Delta U_{0\text{макс}}$ до $U_{00} - \Delta U_{0\text{макс}}$, а при изменении от π до 0 — увеличивается в тех же пре-

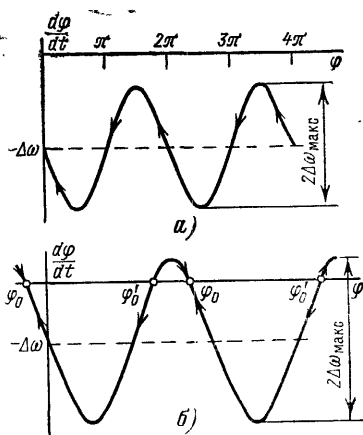


Рис. 1-13.

делах. Движение в первом интервале происходит медленнее, чем во втором, ибо $|d\varphi/dt|$ здесь меньше. Из-за этого амплитуда нарастает быстрее, чем спадает. Форма биений имеет асимметричный вид. С приближением к полосе синхронизма асимметрия увеличивается, так как возрастает относительная разница между максимальной и минимальной скоростями движения изображающей точки. Наоборот, вдали от полосы синхронизма, где $d\varphi/dt$ слабо отличается от среднего значения и скорость на всех участках примерно одинакова, форма биений приближается к синусоидальной.

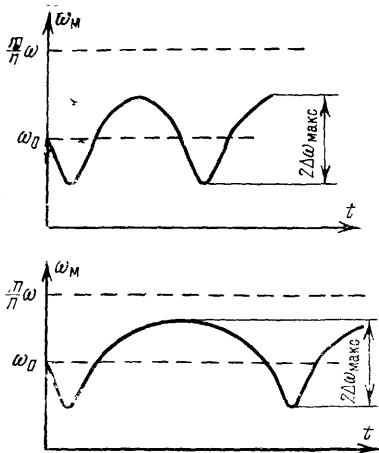


Рис. 1-14.

$+\Delta\omega_{\text{макс}}$. Поскольку на верхних участках фазовой траектории изображающая точка движется медленнее, чем на нижних, мгновенная частота большую часть времени превышает ω_0 . С приближением к полосе синхронизма асимметрия $\omega_M(t)$ возрастает и среднее значение приближается к $m\omega/n$. Вдали от полосы форма $\omega_M(t)$ почти симметричная и средняя частота примерно равна собственной частоте генератора.

Для определения точного закона изменения мгновенной частоты нужно сначала проинтегрировать уравнение (1-87) с разделяющимися переменными. В результате получается:

$$\varphi(t) = \frac{\pi}{2n} + \frac{2}{n} \operatorname{arctg} \frac{\Omega_0 \operatorname{tg} \left[\frac{n\varphi(0)}{2} - \frac{\pi}{4} \right] - \Omega_0 - (\Delta\omega_{\text{макс}} - \Delta\omega) \operatorname{tg} \left[\frac{n\varphi(0)}{2} - \frac{\pi}{4} \right]}{-(\Delta\omega_{\text{макс}} + \Delta\omega) \operatorname{tg} \frac{n\Omega_0 t}{2} - \frac{\pi}{4}} + 2\pi\kappa/n \quad (\kappa = 0, 1, 2, \dots), \quad (1-88)$$

где

$$\Omega_6 = \sqrt{\Delta\omega^2 - \Delta\omega_{\text{макс}}^2}, \quad (1-89)$$

а $\varphi(0)$ — значение фазы в нулевой момент времени.

При $\Delta\omega > 0$ фаза убывает, а при $\Delta\omega < 0$ — нарастает, причем изменение ее на 2π происходит за время $2\pi/\Omega_6$. Следовательно, Ω_6 является частотой биений. Вообще говоря, под биениями обычно понимают сумму двух гармонических колебаний с близкими частотами. При этом частота биений равна разности их частот. Биения при синхронизации не есть обычные биения между собственными колебаниями и сигналом с частотой $m\omega/n$.

В генераторе существует одно колебание с изменяющимися амплитудой и фазой, а термины «биения», «режим биений», хотя и применяются к рассматриваемому явлению, имеют условный смысл. По мере приближения к границе полосы синхронизма частота биений стремится к нулю, хотя разность частот ω_0 и $m\omega/n$ остается конечной. Лишь вдали от полосы синхронизма $\Omega_6 \approx \Delta\omega$.

Вычислив производную от (1-88), получаем $\omega_m(t)$. Усреднив ее за период биений, находим среднюю частоту $\omega_{\text{ср}}$, которая отличается от $m\omega/n$ на величину $d\varphi/dt = -\Omega_6 \text{sign } \Delta\omega$ [7]. Поскольку $\Omega_6 < |\Delta\omega|$, средняя частота выходного сигнала всегда сдвигается от собственной частоты генератора в сторону $m\omega/n$, т. е. в результате действия внешней силы происходит «подтягивание» частоты колебаний к $m\omega/n$. На границе полосы синхронизма, где $|\Delta\omega| = \Delta\omega_{\text{макс}}$ и $\Omega_6 = 0$, наступает захват — частота точно равна $m\omega/n$. На рис. 1-15 показан характер зависимости частоты колебаний от собственной частоты генератора вблизи одной из частот синхронизации. Таких областей может быть большое количество. Они соответствуют различным комбинациям m и n . При больших m и n области синхронизации настолько узки, что из-за флуктуаций частот генератора и внешней силы их трудно обнаружить. Вдали от областей

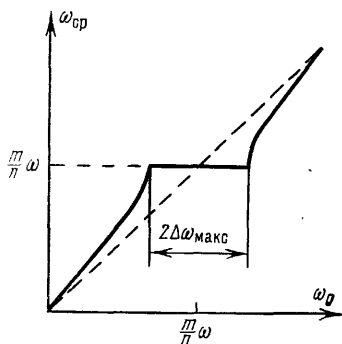


Рис. 1-15.

Вдали от областей синхронизации частота биений стремится к нулю, хотя разность частот ω_0 и $m\omega/n$ остается конечной. Лишь вдали от полосы синхронизма $\Omega_6 \approx \Delta\omega$. Вычислив производную от (1-88), получаем $\omega_m(t)$. Усреднив ее за период биений, находим среднюю частоту $\omega_{\text{ср}}$, которая отличается от $m\omega/n$ на величину $d\varphi/dt = -\Omega_6 \text{sign } \Delta\omega$ [7]. Поскольку $\Omega_6 < |\Delta\omega|$, средняя частота выходного сигнала всегда сдвигается от собственной частоты генератора в сторону $m\omega/n$, т. е. в результате действия внешней силы происходит «подтягивание» частоты колебаний к $m\omega/n$. На границе полосы синхронизма, где $|\Delta\omega| = \Delta\omega_{\text{макс}}$ и $\Omega_6 = 0$, наступает захват — частота точно равна $m\omega/n$. На рис. 1-15 показан характер зависимости частоты колебаний от собственной частоты генератора вблизи одной из частот синхронизации. Таких областей может быть большое количество. Они соответствуют различным комбинациям m и n . При больших m и n области синхронизации настолько узки, что из-за флуктуаций частот генератора и внешней силы их трудно обнаружить. Вдали от областей

синхронизации колебания происходят с частотой, весьма близкой к собственной, — имеет место асинхронный режим. За счет инерционности системы амплитуда колебаний при этом практически не меняется.

Спектр выходного сигнала в режиме биений содержит большое количество составляющих, отстоящих по частоте друг от друга на величину Ω_0 .

В синхронном режиме, когда $|\Delta\omega| \leq \Delta\omega_{\text{макс}}$, решение уравнения (1-87) имеет иной вид:

$$\begin{aligned} \varphi(t) = & \frac{\pi}{2n} + \frac{2}{n} \times \\ & \times \arctg \frac{\sqrt{\Delta\omega_{\text{макс}}^2 - \Delta\omega^2} \operatorname{tg} \left[\frac{n\varphi(0)}{2} - \frac{\pi}{4} \right] -}{\sqrt{\Delta\omega_{\text{макс}}^2 - \Delta\omega^2} - (\Delta\omega_{\text{макс}} - \Delta\omega) \operatorname{tg} \left[\frac{n\varphi(0)}{2} - \frac{\pi}{4} \right] \times} \\ & \rightarrow \frac{-(\Delta\omega_{\text{макс}} + \Delta\omega) \operatorname{th} \frac{n \sqrt{\Delta\omega_{\text{макс}}^2 - \Delta\omega^2}}{2} t}{\times \operatorname{th} \frac{n \sqrt{\Delta\omega_{\text{макс}}^2 - \Delta\omega^2}}{2} t} \pm \\ & \pm \frac{2\pi\kappa}{n} \quad (\kappa = 0, 1, 2 \dots). \end{aligned} \quad (1-90)$$

При $t \rightarrow \infty$ фаза φ стремится к постоянному значению $\varphi_0 = \pi/2n \pm 2\pi\kappa/n - \frac{2}{n} \arctg \sqrt{\frac{\Delta\omega_{\text{макс}} - \Delta\omega}{\Delta\omega_{\text{макс}} + \Delta\omega}}$, соответствующей устойчивому состоянию равновесия. Легко проверить, что φ_0 удовлетворяет уравнению стационарного режима, получаемому из (1-87) при $d\varphi/dt = 0$:

$$\sin n\varphi_0 = -\Delta\omega/\Delta\omega_{\text{макс}}. \quad (1-91)$$

Уравнение (1-91) дает и второе решение φ'_0 , являющееся неустойчивым. При любом отклонении от φ'_0 изображающая точка удаляется от состояния равновесия (см. рис. 1-13,б).

Процесс захвата автогенератора можно объяснить следующим образом. При действии внешней силы в полюсу пропускания контура помимо асинхронной составляющей с амплитудой I_{01} и фазой φ попадают и некоторые комбинационные составляющие. Их начальные фазы зависят от момента включения внешней силы и

в общем случае отличаются от фазы напряжения обратной связи. Поэтому суммарный ток, поддерживающий колебания в контуре, также получается сдвинутым по фазе относительно u (рис. 1-16). Таким образом, нелинейный элемент помимо активной энергии вносит в контур и реактивную. Частота колебаний изменяется. Пока она отличается от $m\omega/n$, частоты полезных комбинационных составляющих не равны частоте колебаний и поэтому их фазы изменяются.

Будет меняться и вносимая в контур реактивность, а следовательно, и частота колебаний. Этот процесс продолжается до тех пор, пока частота не станет равной $m\omega/n$. При этом установится фаза φ_0 , при которой вносимая реактивность изменяет частоту системы точно до значения $m\omega/n$.

При большой асинхронной составляющей максимальная вносимая реактивность получается, когда $n\varphi = \pm\pi/2$. В режиме биений ее не хватает, чтобы изменить частоту колебаний до $m\omega/n$. В результате фаза, достигнув $\pm\pi/2$, продолжает изменяться и вносимая реактивность сначала уменьшается до нуля, а потом меняет знак. Происходит периодическая вариация реактивности, а следовательно, и частоты колебаний. При этом несколько изменяется и амплитуда выходного сигнала.

Если асинхронная составляющая не очень велика, амплитуда колебаний меняется в больших пределах. Из-за этого иным становится закон изменения фазы и по-другому зависит от фазы вносимая реактивность, так как амплитуды асинхронной и комбинационных составляющих также периодически меняются. Максимальная вносимая реактивность здесь получается при $n\varphi = \pm\pi/2$. Для определения точных законов изменения амплитуды и фазы необходимо решить систему нелинейных дифференциальных уравнений (1-30). В общем виде сделать это нельзя — требуется знание функций $I_{01}(U)$, $I_c(U)$ и $I_s(U)$. Для автогенератора с контуром в цепи сетки при аппроксимации характеристики лампы полиномом третьей степени исследование проведено в [8, 9]. Система

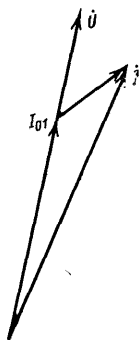


Рис. 1-16.

уравнений даже в этом случае решается только численно. Характер биений в основном получился таким же, как и при большой асинхронной составляющей, — быстрое, толчкообразное нарастание амплитуды и медленное ее спадание. Спектр биений несимметричен относительно частоты несущей $m\omega/n$. При изменении амплитуды внешней силы конфигурация спектра меняется. При этом возможны два случая. В одном, как и при большой асинхронной составляющей, с увеличением внешней силы частота биений уменьшается и боковые составляющие, оставаясь конечными по величине, приближаются к несущей. На границе полосы синхронизма они с ней сливаются. Если в этом режиме внешнюю силу уменьшать до нуля, частота биений стремится к $|\Delta\omega|$, а амплитуды всех составляющих, кроме одной, стремятся к нулю. Остаются свободные колебания с частотой $m\omega/n - \Delta\omega = \omega_0$. В другом случае на границе полосы синхронизма частота биений не обращается в нуль, а переход в режим синхронизма происходит путем уменьшения глубины биений до нуля. Боковые составляющие не сливаются с несущей, а исчезают, стремясь по амплитуде к нулю.

Глава вторая

СХЕМЫ СИНХРОНИЗИРОВАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

2-1. ДЕЛИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ С ВОЗДЕЙСТВИЕМ НА ЗАЩИТНУЮ СЕТКУ

С помощью уравнений (1-28) или (1-30) в принципе можно исследовать синхронизацию любого одноконтурного изохронного генератора. Основная трудность состоит в аналитическом определении компонент I_{01} , I_c , I_s , т. е. в гармоническом анализе тока. Чтобы проделать его, необходимо аппроксимировать зависимости тока от напряжений обратной связи и внешней силы. Проще всего исследование проводить при полиномиальной аппроксимации, ибо здесь легко вычисляются амплитуды всех комбинационных составляющих. Некоторые результаты исследований при такой аппроксимации обсуждались в предыдущей главе. Аппроксимация характеристики полиномом дает достаточно хорошее приближение при исследовании генераторов на туннельных диодах. В ламповых и транзисторных генераторах она справедлива

лишь при небольшой амплитуде собственных колебаний. Обычно же эти генераторы работают с отсечкой тока. При этом лучшее приближение дает кусочно-линейная аппроксимация. Исследование синхронизации ламповых генераторов с автосмещением при такой аппроксимации проведено Ю. Н. Болотовым [10, 11] и Г. Д. Шеманаевым [12]. В случае аппроксимации характеристики параболой с отсечкой исследование лампового генератора с внешним смещением проводилось Р. Р. Лисицианом [80]. Данная аппроксимация хорошо совпадает с реальной характеристикой у **транзисторов**. В некоторых случаях хорошее совпадение дает аппроксимация характеристики экспонентой. При этом амплитуды комбинационных составляющих легко выражаются через функции Бесселя [14].

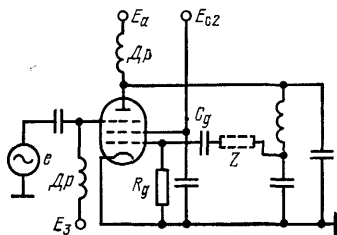


Рис. 2-1

Задача гармонического анализа всегда упрощается, когда зависимость тока от двух напряжений можно представить в виде произведения двух функций одной переменной. С некоторой степенью точности это можно сделать в генераторах на многосеточных лампах, если внешняя сила и напряжение обратной связи подаются на разные сетки. Рассмотрим пример такого генератора — делитель частоты с воздействием на защитную сетку (ДЗС).

Делитель представляет собой обыкновенный ламповый автогенератор (схема его может быть любой), синхронизированный субгармоникой внешней силы, поданной на защитную сетку. Одна из возможных схем такого делителя представлена на рис. 2-1 (без сопротивления Z). Здесь смещение на управляющей сетке автоматическое, а на защитной — внешнее (последнее тоже может быть сделано автоматическим).

Зависимости анодного тока i_a лампы 6Ж10П от напряжения на управляющей сетке e_g при разных напряжениях на защитной сетке e_3 и $i_a(e_3)$ при разных e_g приведены на рис. 2-2, *а*, *б* соответственно. Аппроксимацию характеристик $i_a(e_g)$ удобно провести пучком прямых, исходящих из точки E' , где происходит отсечка анодного тока. Крутизна характеристики зависит от напряжения

на третьей сетке e_3 . При нулевом e_3 она равна S , т. е. при $e_3=0$ и $e_g > E'$

$$i_a = S(e_g - E'). \quad (2-1)$$

Характеристики $i_a(e_3)$ при различных e_g аппроксимируются пучком прямых, исходящих из точки E'_3 с крутизной, зависящей от e_g . В точке $e_3=0$ характеристики имеют верхний загиб.

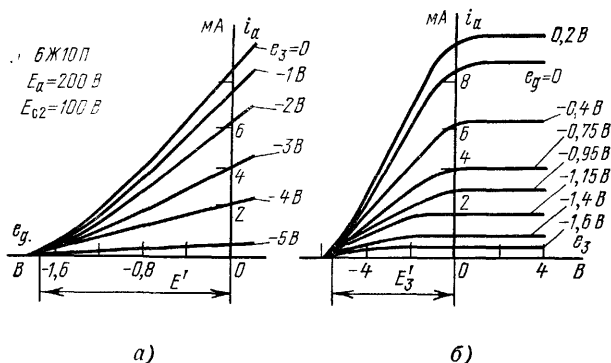


Рис. 2-2.

Учитывая (2-1), характеристику $i_a(e_g, e_3)$ при $E'_3 \leq e_3 \leq 0$ и $e \geq E'$ можно описать выражением

$$i_a = S(e_g - E') \frac{e_3 - E'_3}{-E'_3}.$$

При $e_3 < E'_3$ или $e < E'$ ток $i_a = 0$, а при $e_3 > 0$ $i_a = S(e_g - E')$.

Зависимость тока управляющей сетки от e_g в области $e_g > 0$ считаем линейной с крутизной S_g . От напряжения на защитной сетке ток управляющей сетки в первом приближении не зависит.

Введем безразмерные значения амплитуды внешней силы $a = -\mathcal{E}/E'_3$ и смещения на защитной сетке $b = E_3/E'_3$. В зависимости от значений a и b могут устанавливаться режимы без отсечки, с нижней ϑ или верхней ϑ_1 отсечкой. Углы отсечки определяются следующими соотношениями:

$$\cos \vartheta = \frac{b-1}{a}; \quad \cos \vartheta_1 = \frac{b}{a}.$$

При неизменном напряжении на управляющей сетке постоянная составляющая и амплитуда m -й гармоники частоты внешней силы определяются по формулам

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= SA_0(e_g - E'); \\ I_m &= SA_m(e_g - E'), \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

где

$$A_0 = a [\gamma_0(\vartheta) - \gamma_0(\vartheta_1)]; \quad A_m = a [\gamma_m(\vartheta) - \gamma_m(\vartheta_1)],$$

а γ_0 и γ_m — коэффициенты разложения косинусоидального импульса [1, 14].

При определении I_{01} , $I_{m, n-1}$, $I_{m, n+1}$ равенства (2-2) можно рассматривать как уравнения, аналогичные статическим характеристикам. Тогда

$$\left. \begin{aligned} I_{01} &= SA_0 \gamma_1(\theta) U; \\ I_{mq} &= SA_m \gamma_q(\theta) U, \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

причем угол отсечки анодного тока по управляющей сетке определяется обычным соотношением

$$\cos \theta = - \frac{E - E'}{U}, \quad (2-4)$$

где E — смещение на управляющей сетке.

Угол отсечки сеточного тока θ_c определяется равенством [1]:

$$-E/U = \cos \theta_c. \quad (2-5)$$

Поскольку смещение автоматическое,

$$\beta_0(\theta_c) = 1/S_g R_g, \quad (2-6)$$

где R_g — сопротивление сеточного автосмещения, а

$$\beta_0(\theta_c) = \gamma_0(\theta_c) / \cos \theta_c. \quad (2-7)$$

Таким образом, амплитуда напряжения обратной связи

$$U = - \frac{E'}{\cos \theta_c - \cos \theta}. \quad (2-8)$$

Принятая нами аппроксимация справедлива лишь в недонапряженном режиме [1]. В перенапряженном режиме с некоторой степенью точности можно считать $U_H = U_{н.кр}$ и $U = U_{кр} = k U_{н.кр}$. Поэтому, если из (2-8) получается $U > U_{кр}$ или $U < 0$, приближенно будем считать $U = U_{кр}$.

С учетом (2-3) имеем:

$$\left. \begin{aligned} I_{o1} &= SA_0 \gamma_1(\theta) U; \\ I_c &= SA_m \gamma_c(\theta) U; \\ I_s &= SA_m \gamma_s(\theta) U, \end{aligned} \right\} \quad (2-9)$$

где $\gamma_c(\theta) = \gamma_{n-1}(\theta) + \gamma_{n+1}(\theta)$; $\gamma_s(\theta) = \gamma_{n-1}(\theta) - \gamma_{n+1}(\theta)$.

Подставляя (2-9) в (1-36), получаем уравнение частотной характеристики:

$$\xi = \pm \gamma_s(\theta) \sqrt{\left(\frac{1}{2} SR_y A_m\right)^2 - \left[\frac{1 - SR_y A_0 \gamma_1(\theta)}{\gamma_c(\theta)}\right]^2}.$$

Коэффициенты разложения A_0 и A_m являются функциями амплитуды внешней силы и смещения на защитной сетке. Зависимости A_0 и A_1 от безразмерной амплитуды внешней силы a при различных b представлены на рис. 2-3.

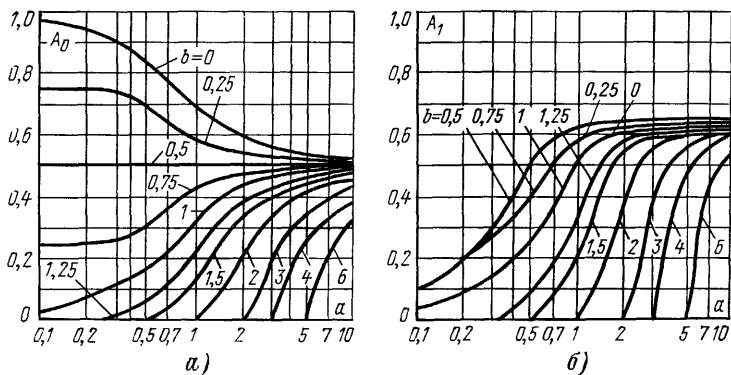


Рис. 2-3.

Если принять кусочно-линейную аппроксимацию зависимости тока защитной сетки i_3 от e_3 и считать, что i_3 не зависит от напряжения на управляющей сетке, то при автоматическом смещении на третьей сетке

$$b = a \cos \vartheta_1,$$

причем $\beta_0(\vartheta_1) = 1/S_3 R_3$ (R_3 — сопротивление автосмещения, а S_3 — крутизна характеристики тока защитной сетки).

Очевидно, при автоматическом смещении режимы с $b > a$ не могут быть получены.

В рассматриваемом генераторе присутствует асинхронная компонента I_{01} . При $n > 2$, когда для реальных SR_y функции γ_c и γ_s много меньше γ_1 , его можно считать генератором с преобладающей асинхронной составляющей. Поэтому полоса синхронизма будет небольшой. Для

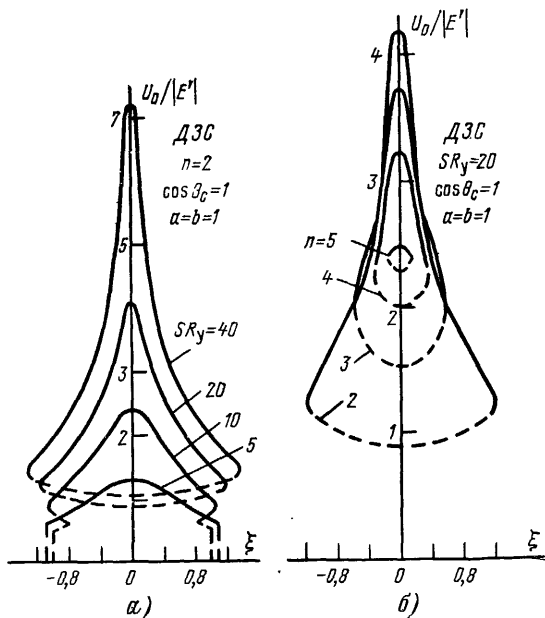


Рис. 2-4.

некоторого ее расширения режим лампы следует выбрать таким, чтобы увеличить отношения I_c/I_{01} и I_s/I_{01} , которые зависят от A_m/A_0 . Максимальное значение $A_m/A_0=2$ получается при $b > 1$ и a , немного большем, чем $(b-1)$. Однако для работы в таком режиме требуется очень большая регенерация SR_y . При реально достижимых значениях SR_y колебания из-за малости A_0 и A_m здесь могут не возбудиться. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что при $SR_y=5 \div 60$ оптимальными с точки зрения ширины полосы синхронизма для $m=1$ являются режимы с $a \approx b$. При этом максимальная полоса получается в районе

$a=b=2$. При $a=b<0,75$ полоса быстро уменьшается, но для $a=b=1$ она оказывается лишь на 10—15% меньше максимальной.

На рис. 2-4,а приведены резонансные характеристики ДЗС для $m=1$, $n=2$ и разных значений регенерации. Одному значению ξ соответствуют два, а иногда и три значения U_0 , но устойчивый режим — один. Граница устойчивости определяется положением вертикальных касательных. Неустойчивые ветви на этом и следующих рисунках показаны пунктирными линиями.

На рис. 2-4,б приведены резонансные характеристики для разных коэффициентов деления. С ростом n полоса синхронизма быстро уменьшается,

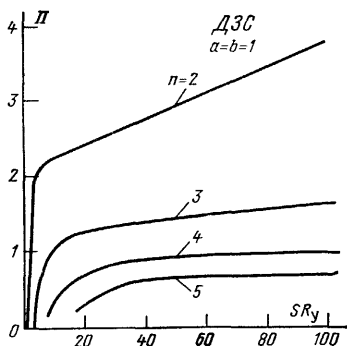


Рис. 2-5.

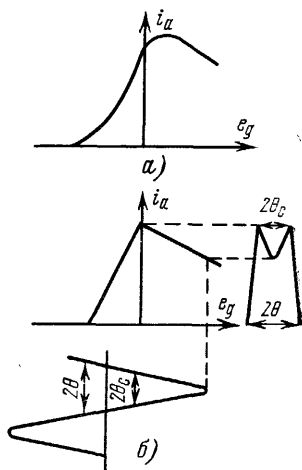


Рис. 2-6.

а резонансные характеристики становятся более плоскими. Делитель частоты по своим свойствам приближается к генераторам с большой асинхронной составляющей.

С ростом регенерации полоса синхронизма расширяется. Однако заметное ее увеличение происходит лишь до некоторого значения SR_y . На рис. 2-5 приведены зависимости полосы синхронизма от SR_y для разных n . При $n=2$ и больших регенерациях ДЗС не может быть отнесен к классу генераторов с преобладающей асинхронной составляющей. Поэтому полоса с ростом SR_y здесь неограниченно увеличивается. Для $n>2$ по-

лоса делителя ограничена, ибо в этом случае всегда $I_{01} > I_c, I_s$.

Экспериментальные резонансные характеристики получаются более плоскими, чем теоретические. Связано это с тем, что при положительных напряжениях на управляющей сетке локальная крутизна характеристики $i_a(e_g)$ уменьшается и даже становится отрицательной (рис. 2-6,а). При больших напряжениях на управляющей сетке это приводит к уменьшению амплитуды колебаний. На краях полосы синхронизма амплитуда невелика, поэтому экспериментальные значения U_0 здесь неплохо совпадают с теоретическими [15].

Учесть верхний загиб характеристики $i_a(e_g)$ можно, аппроксимировав ее кусками прямых, как показано на рис. 2-6,б, где падающий участок имеет крутизну $S_- = v_s S (0 < v_s < 1)$. Зависимость тока от напряжения на третьей сетке при этом считается прежней.

При наличии верхнего угла отсечки θ_1 амплитуды гармоник последовательности импульсов, изображенных на рис. 2-6,б, определяются формулой [1]:

$$I_k = S [\gamma_k(\theta) - l \gamma_k(\theta_1)],$$

где $l = v_s + 1$.

При принятой нами аппроксимации, когда загиб начинается при $e_g = 0$, верхний угол отсечки θ_1 совпадает с углом отсечки сеточного тока θ_c . Последний же не зависит от амплитуды колебаний и определяется равенством (2-7).

Вводя функции

$$B_k(\theta, l, \theta_c) = \gamma_k(\theta) - l \gamma_k(\theta_c), \quad (2-10)$$

компоненты основной гармоники тока можно записать в виде

$$I_{01} = A_0 S B_1(\theta, l, \theta_c) U;$$

$$I_c = A_m S B_c(\theta, l, \theta_c) U; \quad I_s = A_m S B_s(\theta, l, \theta_c) U.$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} B_c &= B_{n-1} + B_{n+1}; \\ B_s &= B_{n-1} - B_{n+1}. \end{aligned} \right\} \quad (2-11)$$

На рис. 2-7 изображены резонансные характеристики для $l=1,4$ и разных значений $\cos \theta_c$. Уменьшение сопротивления автосмещения, т. е. уменьшение $\cos \theta_c$, при наличии верхнего загиба приводит к уплощению резонансных характеристик. Полоса же остается примерно постоянной. Как показывают расчеты, при небольших SR_y уменьшение $\cos \theta_c$ ниже 0,5 сужает полосу синхронизма. Это сильнее про-

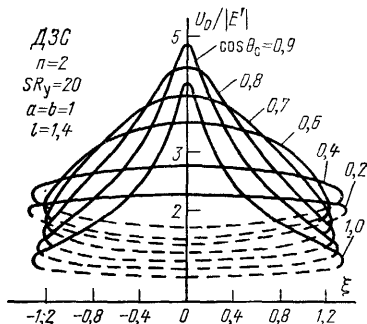


Рис. 2-7.

является при большем I , т. е. при более сильном загибе характеристики $i_a(e_g)$. Резонансные характеристики при этом получаются более плоскими.

Более подробные сведения об этом делителе частоты имеются в [15, 16].

2-2. ГЕНЕРАТОРЫ БЕЗ АСИНХРОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

Из предыдущих рассуждений следовало, что чем меньше отношения I_{01}/I_c и I_{01}/I_s , тем более широкую полосу синхронизма можно получить. Поэтому можно ожидать, что в генераторах без асинхронной составляющей ($I_{01} \equiv 0$) полоса синхронизма будет весьма широкой.

Запишем уравнения стационарного режима (1-34) и (1-35) в виде

$$F_1(U_0, n\varphi_0) = 1/G_p; \quad (2-12)$$

$$-F_2(U_0, n\varphi_0) G_p = \xi, \quad (2-13)$$

где $G_p = S_0 R_y$ — регенерация (S_0 — некоторая крутизна, характеризующая нелинейный элемент. При одинаковом виде нелинейности элементу с большей крутизной соответствует больший коэффициент передачи. Например, в случае кусочно-линейной аппроксимации характеристики нелинейного элемента S_0 равна крутизне S).

При $I_{01} \equiv 0$

$$\left. \begin{aligned} F_1(U_0, n\varphi_0) &= \frac{S_c(U_0)}{2S_0} \cos n\varphi_0; \\ F_2(U, n\varphi_0) &= \frac{S_s(U_0)}{2S_0} \sin n\varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (2-14)$$

В работе [17] доказывается, что если

1) можно найти такой интервал $[U_{01}, U_{02}]$ и такую регенерацию G_{p1} , что при любых $G_p > G_{p1}$ в этом интервале существует решение уравнения (2-12), являющееся непрерывной функцией, а функция $F_1(U_0, n\varphi_0)$ непрерывна в этом интервале при $0 \leq F_1 \leq 1/G_p$;

2) функция $F_2(U_0, n\varphi_0)$ непрерывна в интервале $[U_{01}, U_{02}]$, причем $F_2(U_0, n\varphi_0) \neq F_1(U_0, n\varphi_0)$,

то путем увеличения регенерации полосу синхронизма можно сделать сколь угодно большой.

Обычно $S_{01}(U)$, $S_s(U)$, $S_c(U)$ являются непрерывными функциями. Можно показать, что при этом F_1 и F_2

удовлетворяют перечисленным требованиям. Следовательно, в генераторах без асинхронной составляющей путем увеличения регенерации полосу синхронизма можно в принципе сделать сколь угодно большой. В действительности же из-за нарушения условий устойчивости и возможности синхронизации при другой кратности полоса будет ограничена. Но, очевидно, она все же может быть гораздо шире, чем в генераторах с преобладающей асинхронной компонентой. Практическое использование этого свойства, к сожалению, оказывается весьма сложным из-за резкого увеличения с ростом коэффициента деления пороговой регенерации $G_{p, \text{пор}} = S_0 / |S_B(U, n\varphi)|_{\text{макс}}$. Если регенерация меньше пороговой, колебаний в схеме вообще быть не может. В генераторах с асинхронной составляющей присутствует сравнительно большая, не зависящая от n компонента $S_{01}(U)$, поэтому уменьшение $S_{c\Sigma}(U, n\varphi)$ (1-66) с ростом n мало сказывается на значении пороговой регенерации и там этот вопрос не возникает.

При $I_{01} = 0$ уравнения стационарного режима (1-34) и (1-35) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} S_c \cos n\varphi_0 &= 1/R_y; \\ \xi &= -\frac{1}{2} S_s R_y \sin n\varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (2-15)$$

Обозначим через U_c значение U , при котором модуль $|S_c(U)|$ максимален. Из решения (2-15) следует, что амплитуда U_c получится при расстройках $\xi = \pm \Pi_0/2$, если

$$G_p = G_{p, \text{пор}} \sqrt{1 + \frac{1}{4} \Pi_0^2 L_c^2}, \quad (2-16)$$

где $L_c = |S_c(U_c)/S_s(U_c)|$. Полоса синхронизма будет больше Π_0 , так как значения $\pm \Pi_0/2$ в общем случае окажутся внутри ее.

Как следует из (2-16), при увеличении регенерации по отношению к пороговой в $\sqrt{2}$ раз полоса при $L_c = 1$ будет не меньше двух единиц обобщенной расстройки. Таким образом, когда величина пороговой регенерации для генераторов без асинхронной составляющей реально достижима, они оказываются более широкополосными,

чем генераторы с преобладающей асинхронной составляющей.

За полосой синхронизма у таких генераторов асинхронных колебаний быть не может. Поэтому, если генератор работает, можно с уверенностью сказать, что колебания синхронные. Однако, как показано в § 1-5, колебания самовозбуждаются лишь при $n=1$ или 2. Если $n>2$, для их возбуждения требуется некоторое дополнительное воздействие.

Примером генератора без асинхронной составляющей являются двухтактные делители частоты (ДДЧ), предложенные С. И. Евтяновым [18]. Особенность ДДЧ состоит в использовании двух ламп с такими цепями обратной связи, что в свободном режиме действие анодного тока одной лампы компенсируется действием тока

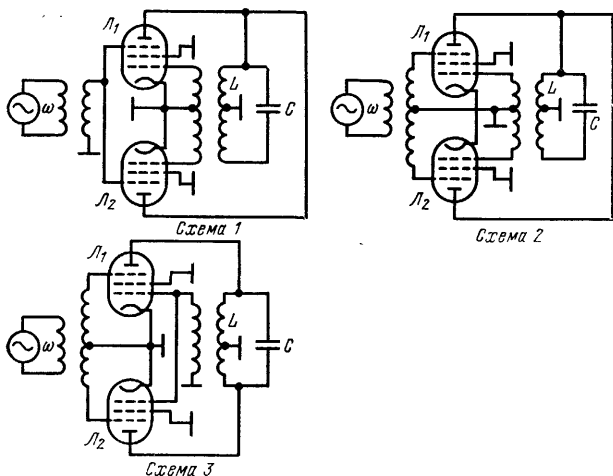


Рис. 2-8.

другой. Асинхронные колебания при этом тоже не возникают, ибо компоненты I_{01} от обеих ламп также компенсируют друг друга. Напряжение внешней силы включается так, чтобы полезные комбинационные составляющие действовали на контур синфазно.

Три возможные схемы ламповых ДДЧ изображены на рис. 2-8. В схеме 1 анодные цепи ламп L_1 и L_2 включены параллельно относительно избирательной нагрузки.

Напряжения обратной связи подаются на управляющие сетки противофазно, а напряжения внешней силы — на защитные сетки синфазно. При полной симметрии схемы асинхронные составляющие тока каждой из ламп компенсируют друг друга. Гармоники частоты внешней силы будут всегда синфазны, а $(n \pm 1)$ -е гармоники напряжения обратной связи синфазны только для нечетных коэффициентов деления n . Поэтому суммарные составляющие $I_{1, n \pm 1}$ отличны от нуля лишь при нечетных n и схема делит частоту только в нечетное число раз ($n = 1, 3, 5 \dots$). Легко видеть, что m здесь может быть любым. При четном n составляющие $I_{1, n \pm 1}$ от каждой из ламп компенсируют друг друга.

Схема 2 отличается от схемы 1 лишь тем, что напряжения внешней силы подаются на L_1 и L_2 противофазно. При этом для нечетного m можно получить деление в четное число раз ($n = 2, 4, 6 \dots$). При четном m схема, наоборот, будет работать, если n — нечетное.

Достоинство этих двух схем состоит в том, что в них исключается возможность синхронизации при соседних кратностях. В результате можно добиться более широкой полосы синхронизма, чем в схемах с любой кратностью синхронизма.

В схеме 3 анодные цепи L_1 и L_2 включены на контур двухтактно. При синфазном включении напряжений обратной связи и противофазном — внешней силы схема будет работать с нечетным m и любым n , т. е. возможно деление частоты в любое целое число раз. Колебания с четным числом m в схеме невозможны.

Двухтактные делители частоты могут иметь и несколько иной вид. Например, напряжения внешней силы и обратной связи можно подать на одну сетку, выполнив схему на ламповых или полупроводниковых триодах. Вместо трансформаторной возможно применение других схем обратной связи (типа индуктивной или емкостной трехточки). На нелинейных двухполюсниках двухтактные схемы с компенсацией асинхронной составляющей сделать нельзя, ибо в них напряжение на нагрузке является напряжением обратной связи. Из-за этого при параллельном и двухтактном включении нелинейных элементов их асинхронные составляющие суммируются в фазе.

Рассмотрим подробней схему 3. Комплексные амплитуды основных гармоник анодного тока L_1 и L_2 для

При $n > 5$ пороговое значение регенерации больше 50. Такую регенерацию в ламповой схеме из-за неполного включения контура реализовать очень трудно. Поэтому она работает лишь при $n \leq 5$. Но при небольших коэффициентах деления, как следует и из общей теории, полоса синхронизма получается очень широкой. На рис. 2-9,а приведены резонансные характеристики для $n=2$ [19]. Поскольку в пределы полосы синхронизма попадает не только центральная часть, но и скаты кривой резонанса контура, резонансная характеристика генератора имеет весьма пологие края. При регенерации $SR_y = 56$ экспериментальная полоса синхронизма в ДДЧ на лампах 6Ж4 составляла 46% [19].

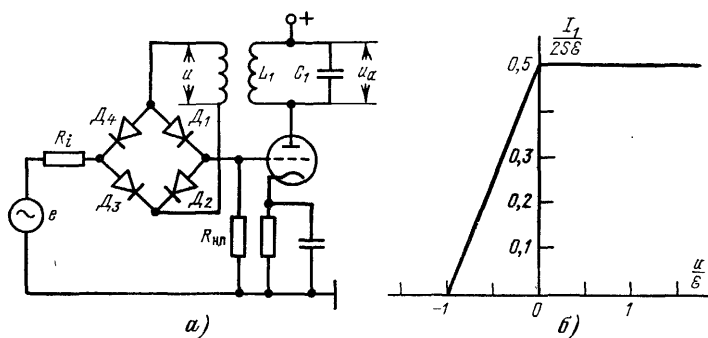


Рис. 2-10.

При $n > 3$ теоретически получаются два или больше устойчивых режима (рис. 2-9,б). Однако экспериментально их реализовать не удалось. В работе [19] объясняется это тем, что для получения режимов с меньшей амплитудой необходимо более точное создание начальных условий. Нам же думается, что появление этих режимов в теории вызвано неточностью полигональной аппроксимации.

В транзисторных схемах из-за сильного шунтирующего действия выходных и входных сопротивлений транзисторов также не удастся получить большую регенерацию. Поэтому и эти схемы работают лишь при небольших m и n .

К схемам без асинхронной составляющей относится и делитель частоты с преобразователем и усилителем (ДПУ), если преобразователем является диодный мост

(рис. 2-10,а). Когда усилитель работает в линейном режиме, его выходной ток совпадает по форме с напряжением на нагрузке преобразователя $R_{н.п}$. Анализ работы преобразователя в [20] показал, что при фиксированном u и полной симметрии схемы через $R_{н.п}$ протекают только нечетные гармоники частоты внешней силы. Следовательно, модуляционная характеристика $I_0(u) \equiv 0$ и поэтому асинхронная компонента I_{01} отсутствует. Синхронные колебания, поддерживаемые составляющими $I_{m, n+1}$, возможны лишь при нечетном m . Модуляционная характеристика $I_1(u)$ приведена на рис. 2-10,б [20]. По ней определяются амплитуды $I_{1, n\pm 1}$, которые для любого n отличаются от нуля.

Когда амплитуда напряжения обратной связи $U \gg \mathcal{E}$, наклонным участком $I_1(u)$ можно пренебречь и считать характеристику релейной. В положительный полупериод u все диоды открыты и через $R_{н.п}$ протекает первая гармоника тока с постоянной амплитудой. В отрицательный полупериод все диоды закрыты и напряжение на $R_{н.п}$ отсутствует. Преобразователь работает как ключ. В таком режиме эту схему и анализировало большинство авторов (например, [21]). Однако в действительности

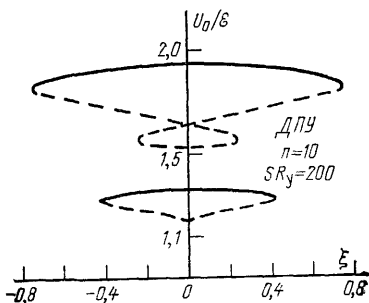


Рис. 2-11.

величины U и \mathcal{E} оказываются соизмеримыми и для анализа приходится пользоваться модуляционной характеристикой рис. 2-10,б. Этот анализ проведен в [20]. Теоретически резонансные характеристики для больших n получаются многозначными с несколькими устойчивыми ветвями (рис. 2-11). Полоса синхронизма весьма широка, особенно при небольших n . На практике из-за высокой пороговой регенерации большие коэффициенты деления при симметричном преобразователе и линейном усилителе реализовать не удастся. Как уже отмечалось, этот недостаток присущ всем схемам без асинхронной составляющей. К тому же при $n > 2$ они несамовозбуждаемы. Правда, если уж схема работает, полоса синхронизма оказывается много шире, чем у обычных синхронизированных генераторов.

Можно предположить, что генераторы с малой асинхронной компонентой по полосе синхронизма будут занимать промежуточное положение между схемами с преобладающей асинхронной составляющей и без нее. В то же время они могут быть свободны от указанных выше недостатков генераторов без асинхронной составляющей.

2-3. ГЕНЕРАТОРЫ С МАЛОЙ АСИНХРОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

Двухтактные делители частоты и делитель с преобразователем и усилителем являются генераторами без асинхронной составляющей лишь при полной симметрии схем. На самом деле схемы всегда получаются несимметричными, в результате чего появляется асинхронная компонента. Она особенно заметна в делителе с преобразователем и усилителем [15]. Регулируя степень несимметрии, можно асинхронную компоненту сделать достаточной для самовозбуждения, но в то же время не слишком большой, чтобы полоса синхронизма получилась широкой.

В двухтактных делителях частоты рассимметрирование удобно производить, варьируя смещения на защитных сетках. Существуют и другие способы рассимметрирования. Можно подавать на лампы различные по амплитуде внешние силы, устанавливать неодинаковые смещения на управляющих сетках, применять разные коэффициенты обратной связи и т. д.

Рассмотрим случай, когда несимметрия в схеме 3 рис. 2-8 получается изменением смещения на защитной сетке. Вещественная и мнимая составляющие основной гармоники тока (2-17), создающей падение напряжения на контуре, будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{в}} &= \left[S(A'_0 - A''_0) \gamma_1(\theta) + \frac{1}{2} S(A'_m + A''_m) \gamma_c(\theta) \cos n\varphi \right] U; \\ I_{\text{м}} &= \frac{1}{2} S(A'_m + A''_m) \gamma_s(\theta) U \sin n\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (2-20)$$

Подставляя (2-20) в (1-32), получаем уравнения стационарного режима. Если «отрицательная» лампа L_2 закрыта, $A'_0 = A''_m = 0$ и уравнения совпадают с уравнениями стационарного режима ДЗС. При полной симметрии схемы $A'_0 = A''_0$, $A'_m = A''_m$ и уравнения стацио-

нарного режима получаются такими же, как для симметричного ДДЧ.

На рис. 2-12,а приведена зависимость относительной полосы синхронизма $\delta = 2\Delta\omega_{\text{вх}}/n\omega_0$ от степени несимметрии, характеризуемой смещением E_{32} на защитной сетке «отрицательной» лампы L_2 ($2\Delta\omega_{\text{вх}}$ — абсолютная полоса синхронизма на входной частоте). На этом же рисунке

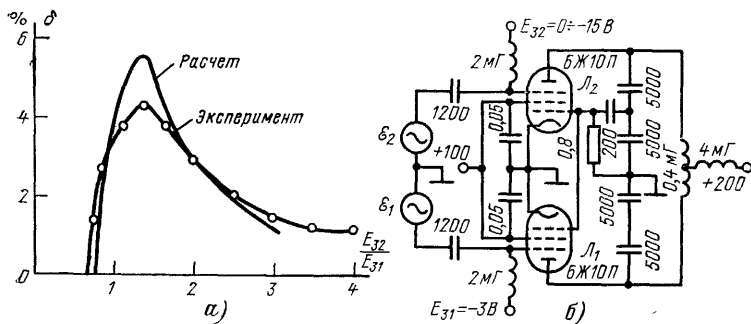


Рис. 2-12.

приведены результаты эксперимента с делителем, выполненным по схеме рис. 2-12,б ($n=3$, $E_1=E_2=3$ В, $SR_y=15$, $Q=33$, $f_0=600$ кГц, $E_{31}=-3$ В). В случае, когда «отрицательная» лампа открыта больше, чем «положительная» ($\eta_c = E_{32}/E_{31} < 1$), асинхронная компонента отрицательна, ибо $A''_0 > A'_0$. Тем не менее при $\eta_c > 0,65$ возможен режим деления, хотя условия самовозбуждения и не выполняются. Возбудить колебания здесь можно такими же способами, как и в симметричном ДДЧ. За полосой синхронизма колебаний нет. При $\eta_c = 1$ асинхронная составляющая меняет знак, но величина ее становится достаточной для самовозбуждения лишь начиная с $\eta_c \approx 1,2$. Максимум полосы синхронизма получился при несимметрии $\eta_c \approx 1,4$, когда делитель уже самовозбуждаем. Дальнейшее запираение L_2 приводит к сужению полосы синхронизма. При $\eta_c \geq 3$ теоретически полоса не должна меняться, ибо L_2 закрывается и схема работает как делитель с воздействием на защитную сетку. Однако, из-за «хвоста» вольт-амперной характеристики лампы в действительности это происходит несколько позже.

В рассмотренном случае регенерация $SR_y=15$ лишь немного превышает пороговую для симметричного дели-

теля при $n=3$ ($SR_{у.пор}=11,5$). И даже здесь максимальная полоса синхронизма в 3,5 раза шире, чем при тех же параметрах в ДЗС. Максимум полосы получился при довольно сильном разбалансе схемы. Как показывают

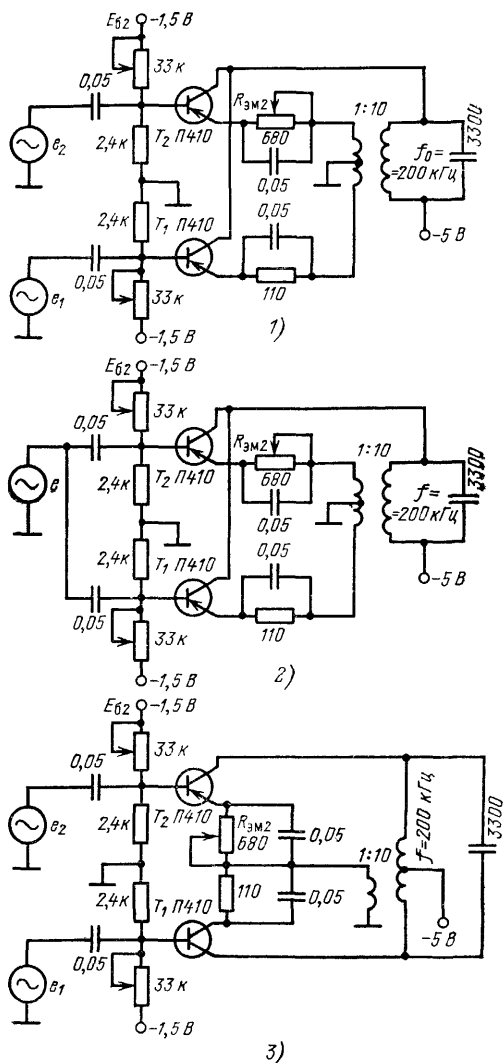


Рис. 2-13.

расчеты, с увеличением регенерации оптимальный режим приближается к симметричному, а максимальная полоса возрастает. Поэтому лучших результатов следует ожидать в транзисторных генераторах.

Схемы двухтактных делителей частоты на транзисторах, являющихся аналогами ламповых, приведены на рис. 2-13. При полной симметрии во всех схемах $I_{01}=0$. Схема 1 делит только в четное, схема 2 — в нечетное, схема 3 — в любое число раз. Рассимметрирование схем можно производить изменением напряжения смещения E_{62} на базе «отрицательного» транзистора T_2 , регулированием сопротивления $R_{эм2}$, включенного в эмиттерную цепь этого транзистора, и т. д. Несимметричные схемы работают при любых коэффициентах деления.

На рис. 2-14 приведены экспериментальные зависимости полосы синхронизма от степени несимметрии. Кривая 1 снята для схемы 1 рис. 2-13 при $n=4$, $E_{61} = -0,3$ В, $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = 100$ мВ, $R_{эм1} = R_{эм2} = 110$ Ом. Рассимметрирование производилось изменением смещения на базе «отрицательного» транзистора T_2 . Зависимость 2 получена для схемы 2 рис. 2-13, где степень несимметрии регулировалась эмиттерным сопротивлением транзистора T_2 , при $n=3$, $R_{эм1} = 110$ Ом, $\mathcal{E} = 100$ мВ, $E_{61} = E_{62} = -0,25$ В. В обоих случаях было $Q=30$, $f_0 = 200$ кГц, $E_k = -5$ В, $SR_y = 35$, $k = 0,05$. Характер зависимостей такой же, как у ламповых делителей. Из-за того что специального симметрирования схем не производилось, делители были самовозбуждаемы даже в «симметричном» режиме ($E_{62}/E_{61} = 1$, $R_{эм2}/R_{эм1} = 1$).

Оптимальная степень несимметрии в разных схемах получается различной. При небольших коэффициентах деления она зависит от n , а при $n \geq 6$ практически не меняется с изменением коэффициента деления. Получающиеся в оптимальном режиме значения полосы синхронизма δ (%) сведены в табл. 2-1. Форма выходного сигнала во всех случаях визуально не отличалась от синусоиды.

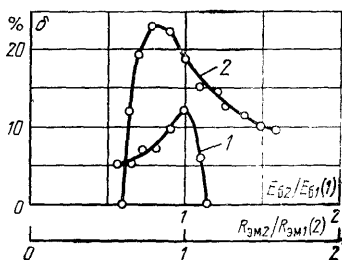


Рис. 2-14.

Таблица 2-1

№ схемы (рис. 2-13)	<i>n</i>						
	2	3	4	5	6	10	25
1	115*	23	16	5	5	0,9	0,4
2	48	34	9,6	5,5	3,2	0,8	0,4
3	58	18,5	8	4,2	3	0,7	0,4

* Максимальная полоса получилась при такой несимметрии, когда деление на три отсутствует.

Очень широкие полосы синхронизма получились лишь при небольших n . Вызвано это тем, что несмотря на высокую крутизну характеристик S из-за шунтирующего действия выходных и входных сопротивлений транзисторов больших значений регенерации получить не удастся. Так, в схемах 1 и 2 регенерация была равна 35, а в схеме 3 из-за неполного включения контура — 25. Поэтому асинхронную составляющую приходится делать достаточно большой и при $n \geq 6$ компоненты I_c , I_s оказываются меньше I_{01} . Делитель становится генератором с преобладающей асинхронной составляющей. Выигрыш по сравнению с обычным транзисторным генератором при этом получается незначительным.

Для уменьшения шунтирующего действия входных сопротивлений транзисторов в цепь обратной связи можно поставить развязывающие каскады, а для увеличения выходных сопротивлений вместо германиевых транзисторов П410 применить кремниевые — 2Т301Е. При этом схемы рис. 2-13 преобразуются в схемы рис. 2-15. Схемы 1 и 2 имеют регенерацию, равную 125, а схема 3 — 68. За счет увеличения регенерации рассимметрирование здесь дает больший эффект, чем у делителей на рис. 2-13. Значения полосы синхронизма δ (%) для амплитуды внешней силы 0,5 В при оптимальном рассимметрировании схем сведены в табл. 2-2.

Таблица 2-2

№ схемы (рис. 2-15)	<i>n</i>								
	2	3	4	5	6	8	10	25	50
1	35	6,6	7,5	4	4,8	3	4	0,8	0,4
2	22	18	6	6,1	4,4	2,5	2,4	1	0,4
3	33	6,2	6,6	5,6	4,4	2,7	3,4	1	0,4

Делители устойчиво работают до $n=50$. Уменьшение полосы синхронизма для $n \leq 5$ по сравнению со схемами рис. 2-13 объясняется более высокой добротностью нагрузки. Как будет показано ниже, при существенном превышении пороговой регенерации полоса синхронизма обратно пропорциональна добротности. Шунтированием контура полосу синхронизма при малых n можно сде-

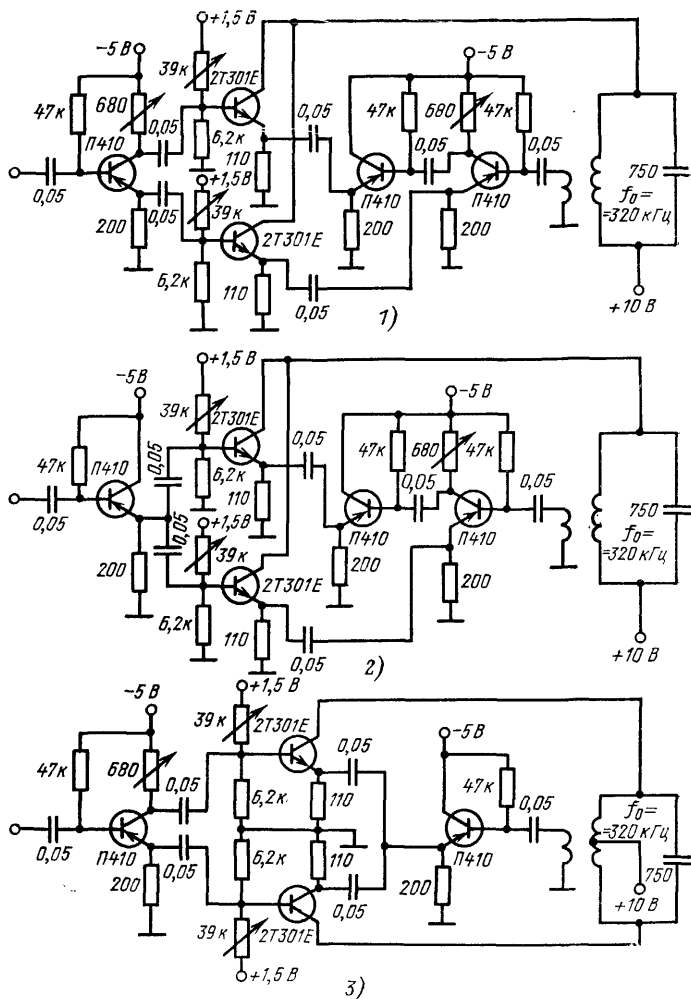


Рис. 2-15.

лать такой же, как и у схем рис. 2-13. Таким образом, при оптимальных добротности и рассимметрировании схемы рис. 2-15 будут иметь весьма широкие полосы при небольших n и достаточно широкие вплоть до $n=50$.

Регулировать асинхронную составляющую можно и в делителе с преобразователем и ламповым усилителем. Для этого последовательно с одним из диодов моста (рис. 2-10,а) включается потенциометр. Чтобы асинхронная составляющая была положительной, потенциометр надо включать последовательно с D_2 или D_4 (при равных сопротивлениях открытых диодов). Если усилитель работает в нелинейном режиме, асинхронная составляющая появляется и в симметричной схеме, поэтому при больших внешних силах колебания возбуждаются и без рассимметрирования [15]. Амплитудная характеристика в этом случае имеет гистерезис: колебания возникают при большем входном сигнале, чем срываются. Гистерезис наблюдается и в несимметричной схеме, поскольку асинхронная компонента здесь почти линейно зависит от \mathcal{E} и U .

Из-за шунтирующего действия диодного моста управляющее сопротивление сделать большим не удастся. Поэтому в ламповой схеме особенно широких полос синхронизма и больших коэффициентов деления получить нельзя. Тем не менее в делителе с усилителем на 6Ж9П

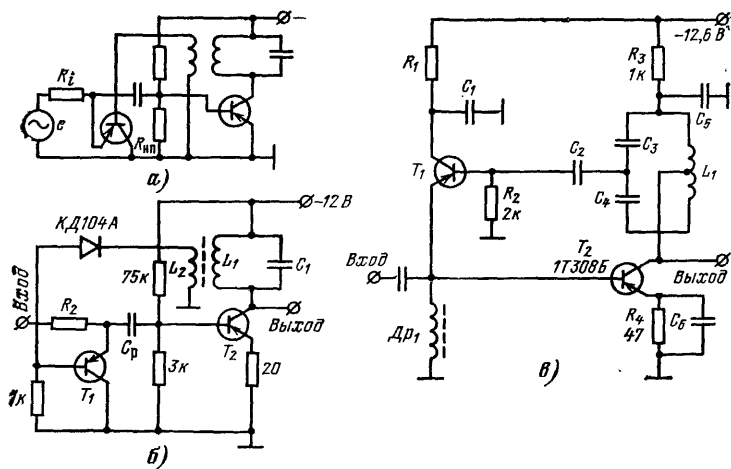


Рис. 2-16.

осуществлялось деление частоты в 23 раза с полосой 0,2%. Попытка простой замены лампы элементом с большей крутизной — транзистором не приводит к успеху, ибо диодный мост в этом случае плохо выполняет функции преобразователя, так как сопротивления открытых диодов соизмеримы со входным сопротивлением транзистора. К тому же напряжение обратной связи получается слишком малым для эффективного управления «ключом». Лучшие результаты достигаются, если в качестве «ключа» использовать транзистор (рис. 2-16,а) [21].

Когда усилительный триод работает в линейном режиме, составляющие его выходного тока пропорциональны соответствующим компонентам напряжения на нагрузке преобразователя. Поэтому для вычисления I_{01} и $I_{1, n \pm 1}$ достаточно знать модуляционные характеристики $V_0(u)$ и $V_1(u)$, где V_0 и V_1 — постоянная составляющая и амплитуда первой гармоники напряжения на $R_{н.п}$ при $u = \text{const}$. Если бы транзистор был идеальным ключом, то

$$V_0(u) \equiv 0; V_1(u) = \begin{cases} \mathcal{E} & u > 0, \\ 0 & u \leq 0. \end{cases}$$

Реальные модуляционные характеристики для одного из значений внешней силы показаны на рис. 2-17 (в качестве «ключа» использовался триод МП41). При других амплитудах ($\mathcal{E} = 0,1 \div 1,5$ В) характер кривых остается таким же.

Компоненты I_{01} и I_{1q} находятся в результате гармонического анализа импульсов (рис. 2-17), получающихся при действии синусоидального напряжения с амплитудой U на модуляционные характеристики $V_0(u)$ и $V_1(u)$. Уже при небольших U «импульс V_0 » имеет глубокий провал. Первая гармоника от такого «импульса», т. е. I_{01} , получается маленькой. Следовательно, этот делитель является генератором с малой асинхронной составляющей. Теоретический анализ работы такого делителя проведен в [22]. При четных n он весьма широкополосен. Например, при регенерации, равной 100, для $n=2$ полоса $\Pi = 120$, а для $n=8$, $\Pi = 2,46$. При нечетных n составляющие $I_{1, n \pm 1}$ получаются маленькими, из-за чего делитель имеет неширокую полосу. Однако, подавая постоянное смещение на базу «ключа», можно увеличить $I_{1, n \pm 1}$ и тем самым расширить полосу. Такой способ успешно использовался для увеличения полосы не только при нечетных, но и при четных коэффициентах деления [23].

Смещение может создаваться автоматически за счет базовых токов.

Из-за того что при $u=0$ $dV_0/du < 0$, делитель несамовозбуждаем. Однако для возбуждения колебаний, как показывают расчеты, достаточно маленькой начальной амплитуды. Поэтому колебания легко возникают при небольшом ударном воздействии на контур, например при включении питания. Условия для этого тем лучше,

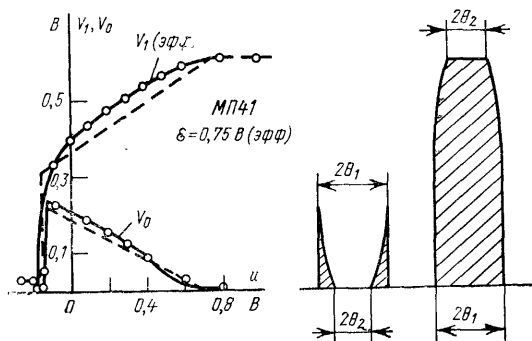


Рис. 2-17.

чем больше амплитуда внешней силы. Если же она такова, что усилительный элемент работает в нелинейном режиме, колебания возникают и без начальных толчков. Делитель можно сделать самовозбуждаемым, изменив полярность сигнала обратной связи, или с помощью подачи на базу «ключа» такого постоянного смещения E , при котором $dI_0/du(E) > 0$. При другой полярности u , правда, для больших U асинхронная компонента отрицательна и делитель будет работать лишь при не очень больших n .

В линейном режиме усилительного транзистора увеличение внешней силы расширяет полосу синхронизма. С переходом в нелинейный режим может возрасти асинхронная компонента, что сужает полосу. Поэтому оптимальной будет такая внешняя сила, при которой усилительный триод работает с небольшими искажениями, одновременно улучшающими условия самовозбуждения.

Граничная частота f_T используемых в схеме транзисторов должна быть больше поделенной частоты (u «ключа» в 3—5 раз). Прямое сопротивление «ключа»

должно быть много меньше входного сопротивления усилительного транзистора. Из таких же соображений выбирается и $R_{в.п.}$. Для увеличения регенерации усилительный транзистор следует выбирать с максимальной крутизной, а контур делать с большим характеристическим сопротивлением.

Оптимальная добротность зависит от значения достижимой регенерации. Она тем меньше, чем выше последняя. Но следует помнить, что со снижением добротности ухудшается форма выходного сигнала. Наиболее интенсивной является гармоника частоты внешней силы.

В [21] сообщается о получении в схеме на транзисторах П16В при делении частоты 2 МГц в 10 раз полосы $\delta=8\%$. Амплитуда внешней силы равнялась 1,1 В. При делении в 20 раз максимальная полоса снизилась до 1—2%.

Из-за шунтирования «ключом» добротность контура при оптимальном коэффициенте обратной связи получается небольшой, поэтому в выходном спектре всегда присутствуют гармоники. Пониженный коэффициент гармоник дает схема рис. 2-16,б [24]. Но за счет увеличения эквивалентной добротности полоса синхронизма в ней уменьшается при $n=10$ с 8% до 4%. Схема исследовалась в диапазоне частот 20 кГц—12 МГц. В зависимости от частоты входного сигнала в ней использовались транзисторы МП16 или 1Т308.

Таких же результатов можно добиться, применяя полевые транзисторы, обладающие высоким входным импедансом. Усилительный транзистор в этом случае тоже должен быть полевым, ибо ключ на полевом транзисторе с МОП структурой имеет сопротивление в открытом состоянии порядка нескольких сотен ом (в закрытом — десятки мегаом), т. е. эффективно работает лишь при достаточно высокоомной нагрузке. Делитель частоты легко выполнить на микросхемах, причем в качестве «ключа» можно использовать интегральный прерыватель, например К1КТО11.

Более эффективным является активный «ключ», между коллектором и эмиттером которого включается источник питания (рис. 2-16,в) [25]. Благодаря использованию усилительных свойств ключевого транзистора увеличивается регенерация и сильнее проявляются преимущества генератора с малой асинхронной составляющей. Делитель работает с коэффициентом деления от 2 до 150—

Параметры делителя				Элементы схемы делителя									
$U_{вх}, В$	$f_{вх}, МГц$	$f_{вх}, МГц$	n	$R_1, кОм$	$Dp, мкГ$	$C_1, мкФ$	$C_2, пФ$	$C_3, пФ$	$C_4, пФ$	$C_5, мкФ$	$C_6, мкФ$	$L_1, мкГ$	T_1
0,2—0,3	0,1	0,4	4	2,2	18	0,5		4700	10 000	0,5	0,5		1Т308В
		1—16	10—160	1									
	0,2	1	5	2,2	16	0,2	1000	4700	2 500	0,2	0,2	250	
		4	20	1									
		16	80										
0,25	1	4	2,2			470	2200	2 000					
1	2,7	100	37	1	1	0,15	100	1000	300	0,15	0,15	10	1Т311В

200. Полоса синхронизма при $n=5$ составляет 20%, а при $n=20$ —5%. Величина оптимальной индуктивности дросселя $L_{др}$, способствующего увеличению интенсивности комбинационных составляющих, определяется значением поделенной частоты. В [25] приведена зависимость $L_{др}$ от f/n (0,1—2,8 МГц). С ростом частоты оптимальная индуктивность уменьшается. Оптимальные параметры других элементов делителя для некоторых режимов приведены в табл. 2-3 [25].

2-4. СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ НА ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

В последнее время стали широко применяться генераторы на туннельных диодах (ТД). Интерес к ним обусловлен рядом их качеств: малой чувствительностью к ядерной радиации, широким диапазоном рабочих частот и температур, высокой механической прочностью, малыми габаритами и потреблением энергии и т. д. Однако стабильность частоты у генераторов на ТД невысока. Одним из способов ее повышения является синхронизация генератора стабильным сигналом. Благодаря резкой нелинейности вольт-амперной характеристики ТД и сравнительно низкой добротности колебательной системы генераторы на ТД хорошо работают в режиме деления и умножения частоты. Практические схемы генераторов и их работа подробно обсуждаются в [26]. Несколько схем изображено на рис. 2-18.

Схемы, изображенные на рис. 2-18, а, б, обычно используются при делении частоты. Резисторы R_1 и R_2 в схеме на рис. 2-18, а образуют цепь смещения, определяющую положение рабочей точки на вольт-амперной характеристике ТД. Конденсатор C_2 исключает влияние сопротивления R_2 на добротность контура, который образуется индуктивностью L_1 и конденсатором C_1 . На высоких частотах необходимо еще учитывать и нелиней-

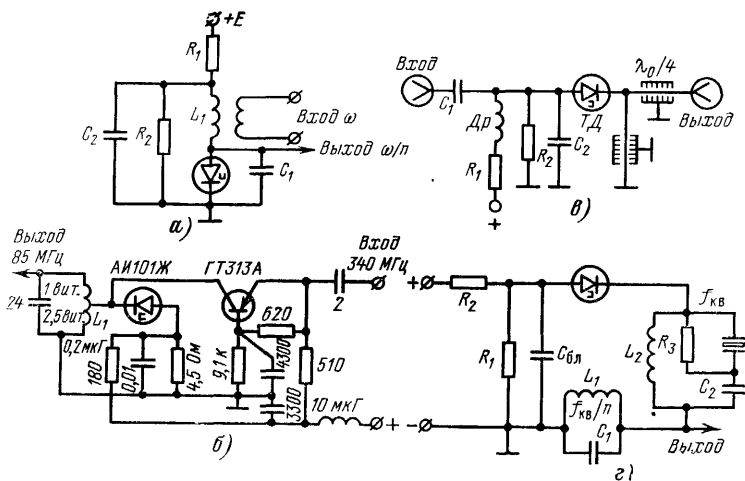


Рис. 2-18.

ную емкость ТД. В схеме на рис. 2-18, б контур подключается к ТД не полностью, а внешний сигнал подается через разделительный каскад. Частоты колебаний и внешней силы при делении и умножении значительно отличаются, поэтому синхронизирующий сигнал можно подавать не через невзаимное устройство. В обеих схемах источник внешнего сигнала нагружается малым реактивным сопротивлением контура или его части, что предъявляет к этому источнику определенные требования. При умножении частоты в большое число раз входной низкочастотный сигнал удобнее вводить параллельно цепи смещения. Схема, построенная по такому принципу, изображена на рис. 2-18, в [27]. Ее легко реализовать в широком диапазоне частот, например в полосковом исполнении. Контур здесь состоит из емкости диода и индуктивности, образованной короткозамкнутым отрез-

ком полосковой линии. Четвертьволновый трансформатор преобразует волновое сопротивление выходной линии в необходимую величину. Напряжение входного сигнала выделяется на элементах цепи смещения R_2 и C_2 . Дроссель Dp предотвращает шунтирование источника сигнала цепью питания.

Если сопротивление контура в точках подключения ТД в 10—20 раз больше модуля отрицательного сопротивления диода в рабочей точке, амплитуда колебаний устанавливается достаточно большой и происходит заметный заход в области положительного сопротивления. В этом случае при не очень больших m и n асинхронная компонента оказывается одного порядка с составляющими $I_{m, n \pm 1}$ или даже меньше их. Поэтому при небольших m и n схему можно отнести к генераторам с малой асинхронной составляющей. Точные значения составляющих тока можно вычислить, воспользовавшись одной из аппроксимаций характеристики ТД. Наиболее удобной является полиномиальная аппроксимация. Уже при полиноме 6-й степени можно добиться отличия от реальной характеристики менее 10%. Но для исследования синхронизации с отношением частот m/n необходимо брать полином не ниже степени $(m+n-1)$, ибо только в этом случае компоненты $I_{m, n \pm 1}$ не будут равны нулю.

Составляющие $I_{m, n \pm 1}$ зависят от смещения. Следовательно, от него зависит и полоса синхронизма. Комбинационные составляющие четного порядка максимальны в начале падающего участка характеристики ТД. Поэтому здесь при делении частоты в четное число раз полоса синхронизма получается наиболее широкой. Составляющие нечетного порядка максимальны вблизи середины падающего участка. Существенное значение для ширины полосы имеет и амплитуда синхронизирующего сигнала. Оптимальное значение ее в 1,5—3 раза меньше амплитуды собственных колебаний. Небольшое превышение оптимального значения заметно сужает полосу. При больших внешних силах в результате сильного захода на участки с положительным наклоном и уменьшения средней за период отрицательной проводимости ТД колебания срываются совсем. При хорошей форме выходного сигнала удастся получить полосу синхронизма в 20% для $n=3$; 10% — для $n=4$ и 4% — для $n=5$. При умножении частоты полоса синхронизма получается гораздо уже. Даже для небольших m она составляет доли

процента [26, 27]. Тем не менее на туннельном диоде выполняют умножители частоты с большим коэффициентом умножения. В [28] сообщается о достижении полосы около 0,4% при $m=42$. Правда, при этом мощность синхронизирующего сигнала была даже несколько больше мощности собственных колебаний.

Как будет показано ниже, в делителях частоты полоса синхронизма получается шире при искаженной форме напряжения обратной связи. В генераторах на ТД получение несинусоидального напряжения на диоде не встречает затруднений, поэтому на ТД удастся делать весьма эффективные и простые делители частоты. Так, в схеме на рис. 2-18,б при не очень больших искажениях легко получается полоса в 12—14% при делении частоты на 5.

На одном туннельном диоде можно выполнить схему, в которой одновременно происходит генерирование колебаний, стабилизированных кварцем, и деление их частоты (рис. 2-18,з) [29]. Схема устойчиво работает до $n=30$.

Из-за присутствия асинхронной компоненты широкую полосу синхронизма удастся реализовать лишь при небольших коэффициентах деления. Двухтактным включением двух туннельных диодов асинхронная компонента не устраняется, ибо от каждого из диодов они складываются в фазе. Поэтому симметричные двухтактные делители частоты на ТД, как и на любых других двухполюсниках, не имеют преимуществ перед однотактными. Подавая неодинаковые смещения, можно несколько увеличить отношения $I_{1,n\pm 1}/I_{01}$, расширив тем самым полосу синхронизма. При оптимальных смещениях в двухтактной схеме получалось деление в 15 раз с полосой 0,75% и в 20 раз с полосой 0,4%.

Для того чтобы полностью скомпенсировать асинхронную составляющую, надо вместо одного из туннельных диодов включить нелинейный элемент с перевернутой вольт-амперной характеристикой (рис. 2-19,а). Вве-

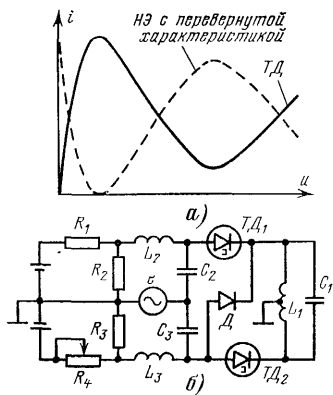


Рис. 2-19.

дением в схему обычного полупроводникового диода (рис. 2-19,б) и подбором напряжений смещений на ТД можно получить похожий эффект. Смещение на $ТД_1$, как и в обычных схемах, соответствует падающему участку его вольт-амперной характеристики, а напряжение смещения на $ТД_2$ — началу второго возрастающего участка. Смещения устанавливаются с помощью резисторов $R_1—R_4$. Дроссели L_2, L_3 и конденсаторы C_2, C_3 разделяют цепь смещения и источник внешней силы. В такой схеме при выходной частоте 150 кГц для $n=15$ полоса синхронизма $\delta=2,2\%$, для $n=20$, $\delta=1,5\%$, для $n=40$, $\delta=0,6\%$, для $n=50$, $\delta=0,4\%$. Делитель при всех n самовозбуждался и имел форму выходного сигнала, близкую к синусоидальной.

2-5. ВЛИЯНИЕ ДОБРОТНОСТИ КОНТУРА НА ПОЛОСУ СИНХРОНИЗМА

Полоса синхронизма зависит от того, какой максимальный сдвиг фаз между напряжением обратной связи и основной гармоникой тока может обеспечить нелинейный элемент (или комбинация нескольких нелинейных элементов). В генераторах с большой асинхронной составляющей этот сдвиг невелик, а в генераторах без асинхронной компоненты теоретически может достигать значений $\pm\pi/2$. При одинаковом максимальном сдвиге фаз область частот, в которой наступает синхронный режим, будет тем шире, чем более пологой является фазовая характеристика избирательной нагрузки (рис. 2-20). Следовательно, у одноконтурного генератора полоса синхронизма при одинаковом сдвиге фаз будет шире при меньшей добротности контура.

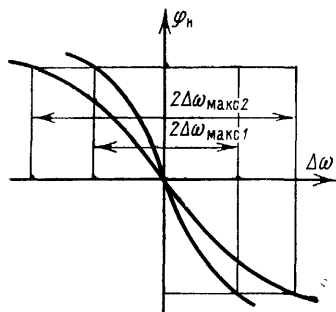


Рис. 2-20.

В генераторах с большой асинхронной компонентой на основании (1-72) и (1-70) полоса синхронизма $\Pi = S_s(U_0)/S_{01}(U_0)$. При большой регенерации амплитуда колебаний обычно мало изменяется при вариациях SR_y . К тому же в этом случае обычно и отношение S_s/S_{01} слабо зависит от U , поэтому полоса в обобщенных едини-

цах при больших регенерациях почти не зависит от SR_y (рис. 2-5), а относительная полоса синхронизма обратно пропорциональна добротности:

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{\Pi}{2Q}.$$

При небольших регенерациях Π уменьшается при снижении SR_y , поэтому уменьшение добротности не всегда приводит к желаемому результату. Более того, регенерация может снизиться настолько, что колебания вообще пропадут. На рис.

2-21 приведены теоретическая и экспериментальная зависимости относительной полосы синхронизма ДЗС от приведенной добротности Q/Q_1 (Q_1 — добротность, при которой $SR_y=1$). Когда $SR_y \gg SR_{y,\text{пор}}$ ($Q \gg Q_1$), полоса на самом деле приблизительно обратно пропорциональна добротности. Существует некоторое оптимальное значение Q , при котором полоса синхронизма максимальна. При прочих равных

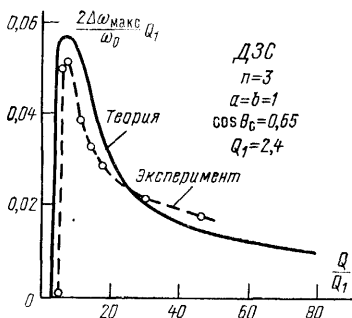


Рис. 2-21.

условиях оптимальная добротность увеличивается с ростом коэффициента деления. Из рис. 2-21 видно, что максимальная полоса будет тем больше, чем меньше Q_1 . Для того чтобы регенерация $SR_y=1$ получалась при меньшей добротности Q_1 , следует ставить контуры с большим характеристическим сопротивлением ρ , а лампы с большой крутизной S . Подобные зависимости относительной полосы синхронизма от Q характерны для всех генераторов с большой асинхронной составляющей, так как в них при увеличении регенерации полоса Π стремится к некоторому постоянному значению или, проходя через максимум, даже уменьшается [11]. Во всех таких схемах нужно использовать контуры с большим ρ и нелинейные элементы с большой крутизной.

В генераторах с $I_{01}=0$ обобщенная полоса синхронизма Π неограниченно растет с увеличением регенерации. Поэтому при повышении добротности относительная полоса обычно монотонно возрастает [20, 30]. Однако больше некоторого значения, разного для различных режи-

мов, делать добротность нецелесообразно, так как расширение полосы при этом будет незначительным.

В генераторах с малой асинхронной составляющей в зависимости от соотношений между I_{01} и I_c , I_s функция $\Delta\omega_{\max}(Q)$ может быть монотонно возрастающей или иметь тупой максимум. Максимум получается при большой добротности. Например, в ДЗС оптимальная добротность контура 5—10, а в ДПУ 50—80 [21].

Уменьшить крутизну фазовой характеристики контура можно не только снижением его добротности, но и сдвигом рабочего участка в сторону от $\xi=0$. Сдвиг можно осуществить введением комплексной обратной связи.

2-6. ГЕНЕРАТОРЫ С КОМПЛЕКСНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

При комплексном коэффициенте обратной связи $k = k \cos \psi_k + jk \sin \psi_k = ke^{j\psi_k}$ управляющая проводимость одноконтурного генератора

$$Y(p) = \frac{1 + pT + j\xi}{R_y e^{j\psi_k}}.$$

Если считать, что внутри полосы синхронизма модуль коэффициента обратной связи k и его фаза ψ_k не меняются, дифференциальные уравнения синхронизированного генератора легко преобразуются к виду

$$\left. \begin{aligned} T \frac{dU}{dt} &= (I_B \cos \psi_k + I_M \sin \psi_k) R_y - U; \\ TU \frac{d\varphi}{dt} &= (I_B \sin \psi_k - I_M \cos \psi_k) R_y - \xi U. \end{aligned} \right\} \quad (2-21)$$

Поскольку уравнения (2-21) могут быть записаны в форме (1-38), (1-39), граница устойчивости, связанная с коэффициентом a_2 , по-прежнему совпадает с местоположением вертикальных касательных к резонансной и фазовой характеристикам. На основании (1-41)

$$a_1 = \frac{1}{T} [(1 - \sigma_{\text{вм}} R_y \cos \psi_k - \sigma_{\text{мв}} R_y \sin \psi_k) + \\ + \sigma_{\text{мф}} R_y \cos \psi_k - \sigma_{\text{фм}} R_y \sin \psi_k].$$

Уравнения стационарного режима получаются из (2-21) при $dU/dt = d\varphi/dt = 0$:

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= (I_B \cos \psi_k + I_M \sin \psi_k) R_y; \\ U_0 \xi &= (I_B \sin \psi_k - I_M \cos \psi_k) R_y. \end{aligned} \right\} \quad (2-22)$$

Из (2-22) следует, что

$$\xi = \operatorname{tg} \psi_k - \frac{I_M R_y}{U_0 \cos \psi_k}. \quad (2-23)$$

Постоянный член $\operatorname{tg} \psi_k$ в (2-23) обычно приводит к смещению полосы синхронизма относительно резонансной частоты контура в ту или иную сторону в зависимости от знака ψ_k .

Используя выражения (1-23) и удерживая в них только члены с $\kappa=1$, уравнения стационарного режима (2-22) можно записать в форме

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= \left[\left(I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi_0 \right) \cos \psi_k + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} I_s \sin n\varphi_0 \sin \psi_k \right] R_y; \\ U_0 \xi &= \left[-\frac{1}{2} I_s \sin n\varphi_0 \cos \psi_k + \right. \\ &\quad \left. + \left(I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi_0 \right) \sin \psi_k \right] R_y. \end{aligned} \right\} \quad (2-24)$$

Если фаза ψ_k не очень близка к $\pm 90^\circ$, то у генераторов с большой асинхронной составляющей

$$I_{01} \cos \psi_k \gg \frac{1}{2} I_c \cos \psi_k + \frac{1}{2} I_s \sin \psi_k, \quad (2-25)$$

поэтому приближенно

$$S_{01}(U_0) R_y \cos \psi_k = 1. \quad (2-26)$$

Амплитуда U_{00} определяется пересечением кривой $S_{01}(U)$ и прямой $1/R_y \cos \psi_k$ (рис. 2-22). Устойчивые режимы, как и при действительном коэффициенте обратной связи, получаются на падающем участке характеристики $S_{01}(U)$. Если возможен лишь один устойчивый режим с $U_{00} \neq 0$, при увеличении $|\psi_k|$ амплитуда колебаний уменьшается (рис. 2-22, а, б). При наличии нескольких устойчивых режимов (рис. 2-22, в) в принципе воз-

можен и рост амплитуды колебаний, сопровождающийся скачками U_{00} .

Поскольку при изменении ψ_k амплитуда колебаний изменяется, меняются и I_c , I_s . Это не позволяет проследить в общем случае за изменением полосы синхронизма. Поэтому одновременно с изменением ψ_k будем менять и R_y , так чтобы $R_y \cos \psi_k = R_{y0}$, где R_{y0} — управляющее сопротивление при $\psi_k = 0$. В этом случае, как видно из (2-26), амплитуда колебаний будет оставаться постоянной.

После несложных преобразований (2-23) с учетом того, что $R_y = R_{y0} / \cos \psi_k$, имеем:

$$\xi = \operatorname{tg} \psi_k - \frac{S_s(U_{00}) R_{y0}}{2 \cos^2 \psi_k} \sin n\varphi_0. \quad (2-27)$$

При $S_s(U_{00}) > 0$ устойчивые режимы, как и прежде, соответствуют $|n\varphi_0| \leq \pi/2$, поэтому полоса синхронизма

$$\Pi_\psi = S_s(U_{00}) R_{y0} / \cos^2 \psi_k.$$

Таким образом, при введении комплексной обратной связи полоса синхронизма увеличивается в $1/\cos^2 \psi_k$ раз и сдвигается в сторону на величину $\operatorname{tg} \psi_k$. Например, при фазе $\psi_k = \pm 60^\circ$ полоса расширяется в 4 раза. Однако для получения такого выигрыша требуется одновременно увеличить управляющее сопротивление в $1/\cos \psi_k = 2$ раза. Для фаз, близких к $\pm 90^\circ$, вышеизложенное рассмотрение несправедливо, так как здесь не выполняется неравенство (2-25). Поэтому случай реактивной обратной связи рассмотрим отдельно.

При $\psi_k = 90^\circ$ уравнения (2-24) принимают вид:

$$\frac{1}{2} S_s(U_0) \sin n\varphi_0 = \frac{1}{R_y}; \quad S_{01}(U_0) + \frac{1}{2} S_c(U_0) \cos n\varphi_0 = \frac{\xi}{R_y}.$$

Их можно записать в форме (2-12), (2-13), причем функции

$$F_1(U_0, n\varphi_0) = \frac{S_s(U_0)}{2S_0} \sin n\varphi_0;$$

$$F_2(U_0, n\varphi_0) = -\frac{S_{01}(U_0)}{S_0} - \frac{S_c(U_0)}{2S_0} \cos n\varphi_0$$

при непрерывных $S_{01}(U)$, $S_s(U)$ и $S_c(U)$ удовлетворяют требованиям получения неограниченной полосы синхронизма (см. § 2-2). Поэтому путем увеличения регенерации полосу в принципе можно сделать сколь угодно большой. Причины, ограничивающие ее, здесь такие же, как и в случае генераторов без асинхронной составляющей, — нарушение условий устойчивости и синхронизация при другой кратности.

К сожалению, генераторы с реактивной обратной связью обладают тем же недостатком, что и генераторы без I_{01} , — быстрым возрастанием пороговой регенерации $S_0 R_{y, \text{пор}} = 2S_0/S_{\text{макс}}$ при увеличении коэффициентов m или n . Можно показать, чтобы полоса была не меньше Π_0 (см. также § 2-2), достаточно сделать регенерацию

$$S_0 R_y = S_0 R_{y, \text{пор}} \sqrt{1 + \Pi_0^2 L_s^2 / 4},$$

где $L_s = |S_s(U_s)/S_c(U_s)|$, а U_s — амплитуда, при которой $|S_s(U)|$ достигает наибольшего значения.

Условия самовозбуждения колебаний получаются из анализа устойчивости состояния равновесия $U_0 = 0$ с помощью уравнений (2-21). При $\psi_h = 90^\circ$ они сводятся к неравенству [31]

$$\frac{1}{4} [S_{m, n-1}(0) R_y]^2 - [\Delta\omega T + S_{01}(0) R_y]^2 > 1.$$

Величина во вторых квадратных скобках равна обобщенной расстройке между кратной частотой и собственной частотой контура с учетом поправки за счет реактивной составляющей тока с амплитудой I_{01} . В зависимости от амплитуды внешней силы эта поправка меняется. Условия самовозбуждения выполняются в полосе расстроек:

$$\Delta\omega_{\text{гп}, 2} = \frac{1}{T} \left[S_{01}(0) R_y \pm \sqrt{[S_{m, n-1}(0) R_y]^2 - 1} \right].$$

Поскольку $S_{m, n-1}(0) \neq 0$ только при $n \leq 2$, колебания в синхронизированном генераторе с реактивной обрат-

ной связью при $n > 2$ сами не возникают. Возбудить их здесь можно, создав достаточно сильные начальные колебания в контуре, например, за счет ударного возбуждения. Необходимость специальных мер для запуска при $n > 2$ является недостатком таких генераторов.

Резонансные кривые для $n = 2$ при полиномиальной аппроксимации характеристики нелинейного элемента обсуждаются в [31]. В некоторых случаях на одной из границ имеется петля гистерезиса.

Исследование влияния фазы коэффициента обратной связи ψ_k на полосу синхронизма проводилось нами в предположении, что при изменении ψ_k одновременно по закону $R_y = R_{y0} / \cos \psi_k$ меняется и управляющее со-

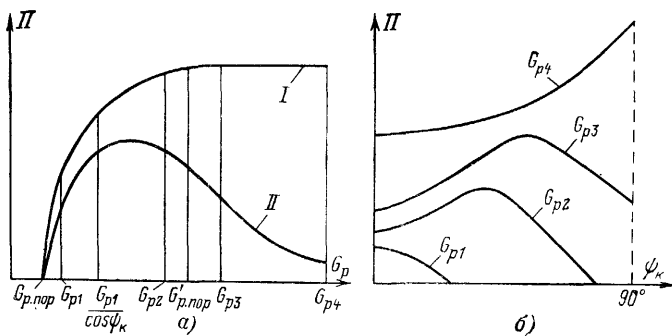


Рис. 2-23

противление. Более интересен, конечно, случай неизменного R_y . Рассмотрим две возможные и чаще всего встречающиеся зависимости полосы синхронизма изохронных генераторов с преобладающей асинхронной компонентой от регенерации (рис. 2-23,а). Кривая II, например, характерна для лампового делителя частоты с воздействием на управляющую сетку [11]. На рис. 2-23,а $G_{p.por}$ и $G'_{p.por}$ — пороговые значения регенерации при $\psi_k = 0$ и $|\psi_k| = 90^\circ$ соответственно, причем $G_{p.por} \ll G'_{p.por}$, так как $S_{01} \gg S_s$.

Ранее мы сравнивали полосы синхронизма генератора с $\psi_k = 0$ при $R_y = R_{y0}$ и генератора с $\psi_k = \psi_{k1}$ при $R_y = R_{y0} / \cos \psi_{k1}$. Для сравнения генераторов при одинаковых регенерациях необходимо выигрыш в полосе за счет введения коэффициента обратной связи умножить на проигрыш (или выигрыш), получаемый за счет умень-

шения управляющего сопротивления при $\psi_k=0$ от R_{y0} до $R_{y0} \cos \psi_{k1}$. Характерные зависимости полосы от фазы коэффициента обратной связи при разных значениях регенерации, построенные таким способом для кривой I рис. 2-23,а, представлены на рис. 2-23,б. Для кривой II они оказываются примерно такими же.

Значение G_{p1} соответствует такой области кривой $\Pi(G_p)$, где полоса быстро уменьшается при снижении регенерации. Здесь сужение полосы за счет снижения регенерации от G_{p1} до $G_{p1} \cos \psi_k$ преобладает, поэтому с увеличением $|\psi_k|$ полоса уменьшается.

Регенерация G_{p2} соответствует такой области кривой, где сначала при уменьшении регенерации полоса меняется мало, а потом быстро падает. Поэтому при увеличении $|\psi_k|$ полоса сначала возрастает, а потом уменьшается. Существует некоторая оптимальная фаза $\psi_{k\text{опт}}$, при которой полоса максимальна. Так как G_{p1} и G_{p2} меньше $G'_{p.\text{пор}}$, при $|\psi_k|=90^\circ$ колебания в обоих случаях отсутствуют.

Регенерация $G_{p3} > G'_{p.\text{пор}}$ и колебания при $|\psi_k|=90^\circ$ существуют, но величина регенерации еще недостаточна велика и максимальная полоса получается при $|\psi_k| \neq 90^\circ$. Наконец, регенерация G_{p4} настолько велика, что максимум полосы наблюдается при $|\psi_k|=90^\circ$ или в непосредственной близости от этого значения. Поскольку при $n > 2$ генераторы с реактивной обратной связью несамовозбуждаемы, лучше работать с $|\psi_k| < 90^\circ$.

Амплитуда колебаний немного меняется в полосе синхронизма и отличается от U_{00} на величину $\Delta U_0 \ll U_{00}$. После несложных преобразований первого уравнения системы (2-24), используя (2-26), получаем:

$$\Delta U_0 = \left[\left(\sigma_{01} \Delta U_0 + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi_0 \right) \cos \psi_k + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} I_s \sin n\varphi_0 \sin \psi_k \right] R_y,$$

откуда с учетом (1-74) и равенства $R_y = R_{y0} / \cos \psi_k$

$$\Delta U_0 = \Delta U_{0\text{макс}} \left[\cos n\varphi_0 + \frac{I_s (U_{00})}{I_c (U_{00})} \operatorname{tg} \psi_k \sin n\varphi_0 \right].$$

Определив из (2-27) значения $\sin n\varphi_0$ и воспользовавшись (1-72), окончательно имеем:

$$\Delta U_0 = \Delta U_{0\text{макс}} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\xi - \operatorname{tg} \psi_k}{\Pi/2 \cos^2 \psi_k} \right)^2} - \frac{I_s(U_{00}) (\xi - \operatorname{tg} \psi_k)}{I_c(U_{00}) \Pi/2 \cos^2 \psi_k} \operatorname{tg} \psi_k \right].$$

На краях полосы синхронизма $\xi - \operatorname{tg} \psi_k = \pm \Pi/2 \cos^2 \psi_k$, поэтому здесь $\Delta U_{0\text{гр}} = \pm \Delta U_{0\text{макс}} \frac{I_{ss}(U_{00})}{I_c(U_{00})} \operatorname{tg} \psi_k$. В середине полосы $\xi = \operatorname{tg} \psi_k$ и $\Delta U_0 = \Delta U_{0\text{макс}}$. Максимум $|\Delta U_0|$ получается при

$$\xi_m - \operatorname{tg} \psi_k = - \frac{\Pi I_s(U_{00}) \operatorname{tg} \psi_k}{I_c(U_{00}) 2 \cos^2 \psi_k} \frac{1}{\sqrt{1 + [\operatorname{tg} \psi_k I_s(U_{00}) / I_c(U_{00})]^2}}$$

и равен:

$$\Delta U_{0\text{макс}}^\psi = \Delta U_{0\text{макс}} \sqrt{1 + \left[\frac{I_s(U_{00})}{I_c(U_{00})} \operatorname{tg} \psi_k \right]^2}.$$

Построенная по этим данным резонансная характеристика для $\psi_k > 0$ и $\Delta U_{0\text{макс}} > 0$ изображена на рис. 2-24. При $\psi_k < 0$ характеристика сдвигается в область отрицательных расстройек, а ее максимум расположен справа от середины полосы синхронизма. Если $\Delta U_{0\text{макс}} < 0$, характеристика получается вогнутой, а при $\Delta U_{0\text{макс}} = 0$ — плоской. Знак и величина $\Delta U_{0\text{макс}}$ определяются по тем же формулам, что и при

действительном коэффициенте обратной связи. В случае малой внешней силы составляющие I_c и I_s определяются формулами (1-78), полоса Π — формулой (1-80), а $\Delta U_{0\text{макс}}$ — (1-82).

При вычислениях мы предполагали, что с изменением ψ_k одновременно меняется R_y . При постоянном R_y

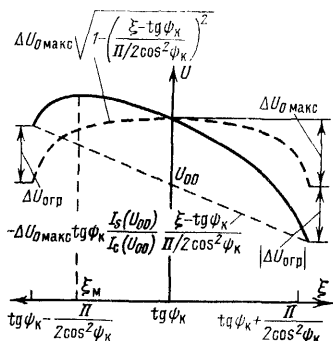


Рис. 2-24.

формулы для ΔU_0 остаются в силе, лишь вместо $R_{y0}/\cos \psi_k$ в них надо подставить R_y и считать амплитуду колебаний соответствующей уравнению (2-26).

Когда неравенства (1-69) не выполняются и амплитуда колебаний заметно изменяется в полосе синхронизма, количественные результаты могут получиться иными. В этом случае необходимо произвести исследования уравнений стационарного режима (2-24) с конкретными зависимостями $I_{01}(U)$, $I_c(U)$, $I_s(U)$. Например, уравнения стационарного режима генератора с воздействием на защитную сетку имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} A_0 \gamma_1(\theta) \cos \psi_k + \frac{1}{2} A_1 \gamma_c(\theta) \cos \psi_k \cos n\varphi_0 + \\ + \frac{1}{2} A_1 \gamma_s(\theta) \sin \psi_k \sin n\varphi_0 = 1/SR_y; \\ \xi = SR_y \left[A_0 \gamma_1(\theta) \sin \psi_k + \frac{1}{2} A_1 \gamma_c(\theta) \sin \psi_k \cos n\varphi_0 - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} A_1 \gamma_s(\theta) \cos \psi_k \sin n\varphi_0 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2-28)$$

При учете верхнего загиба анодных характеристик в (2-28) нужно вместо функций $\gamma(\theta)$ поставить $B(\theta)$, определяемые по (2-10), (2-11). На рис. 2-25,а приведены резонансные характеристики без учета верхнего загиба для разных ψ_k . С увеличением фазы ψ_k полоса синхронизма возрастает и смещается в область положительных расстроек. При этом правая ветвь характеристики становится преобладающей. На рис. 2-25,б показаны фазовые характеристики. Поскольку при $n=2$ неравенства (1-69) не выполняются, фазовые характеристики при изменении ψ_k не только сдвигаются по осям, но и деформируются, причем их раствор не равен 180° и тоже меняется. При $\psi_k=0$ он существенно больше 180° , что характерно для генераторов с преобладающей, но небольшой асинхронной составляющей. Чем сильнее неравенство (1-69), тем ближе величина раствора к 180° , но все же почти всегда он несколько больше этого значения.

При $n>3$ зависимость полосы от ψ_k при этой же SR_y будет иной, так как пороговое значение регенерации для

$\psi_k=90^\circ$ здесь больше 30 и колебания при $\psi_k=90^\circ$ отсутствуют. Для $n=5$ оптимальная фаза близка к 60° . При превышении ее полоса быстро сужается. Выигрыш из-за низкой регенерации получается небольшим. Если взять $SR_y=150$, что много больше $G'_{\text{р.пор}}$ для $n=5$, то с ростом ψ_k полоса возрастает вплоть до $\psi_k=90^\circ$. Здесь она в 11 раз шире, чем при действительном коэффициенте обратной связи. Экспериментальная проверка полностью подтверждает выводы теории [15]. Действительно,

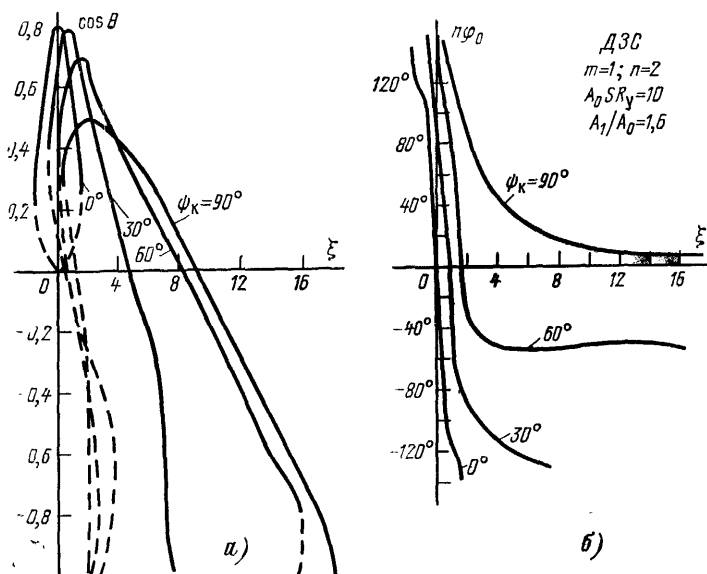


Рис. 2-25.

эффективность применения комплексной обратной связи оказывается выше при большей регенерации. В свою очередь, при комплексной обратной связи увеличение регенерации расширяет полосу сильнее, чем при действительной.

В генераторах с $I_{01}=0$ введение комплексной обратной связи может приводить как к расширению, так и к сужению полосы синхронизма, ибо вещественная и

мнимая составляющие тока в этом случае практически равноценны. Это подтверждают расчеты двухтактного делителя частоты и симметричного делителя с преобразователем и усилителем [15]. В тех случаях, когда за счет комплексной обратной связи полоса расширяется, расширение не превышает нескольких десятков процентов. Поскольку в реальных схемах асинхронная компонента практически всегда присутствует, на практике увеличение полосы синхронизма иногда получается и более существенным. Но все же в генераторах с малой асинхронной составляющей выигрыш не столь значителен, как, например, в генераторе с воздействием на защитную сетку.

2-7. СИНХРОНИЗАЦИЯ КЛИСТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Синхронизация на основном тоне генераторов на пролетном или отражательном клистронах может быть осуществлена введением внешнего сигнала в резонатор генератора, например, со стороны нагрузки. При малом сигнале полоса синхронизма определяется по формуле (1-85), в которой U_0 — амплитуда напряжения собственных колебаний в резонаторе, а \mathcal{E} — пересчитанная к нему амплитуда внешней э. д. с. В диапазоне СВЧ удобнее оперировать не напряжениями, а мощностями, поэтому здесь обычно пользуются формулой

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{P_c}{P_0}}, \quad (2-29)$$

где P_0 — мощность автоколебаний; P_c — мощность синхронизирующего сигнала.

Введение в обычный резонатор сигнала с частотой, дробно-кратной ω_0 , сопряжено с большими трудностями, а применение «бигармонического» резонатора осложнено его плохой добротностью и трудностью настройки. Поэтому в этом случае используют другие способы подачи синхронизирующего сигнала. Например, умножение частоты на отражательном клистроне может быть осуществлено при действии внешней э. д. с. на отражатель [32]. Были разработаны специальные отражательные и пролетные клистроны с дополнительным модули-

рующим зазором (сеткой) (рис. 2-26), на который и подается внешний сигнал. В клистронах, приведенных на рис. 2-26, *а* и *б* предварительная группировка луча, поступающего ко входу регенерированной части, производится по плотности. В клистроне типа *в*, приведенного на рис. 2-26, резонаторы расположены рядом друг с другом, так что электронный поток, подходящий ко второму резонатору, практически модулируется только по скорости. В отражательных клистронах (рис. 2-26, *б*

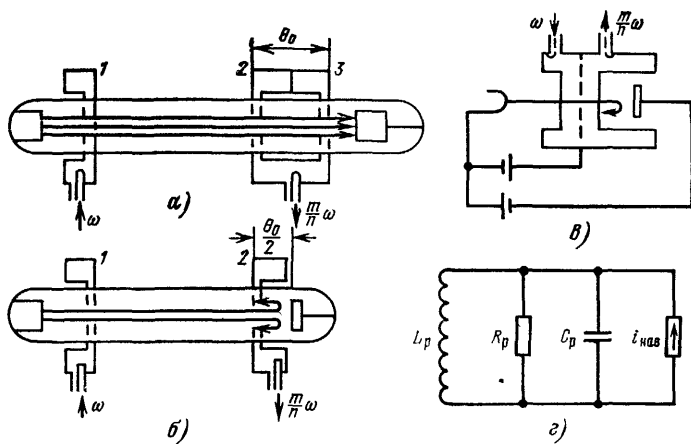


Рис. 2-26.

и *в*) регенерация входного зазора должна быть малой, чтобы не произошло паразитного возбуждения. Поэтому применяется «фонтанирующая» оптика или некоторые другие приспособления, исключающие проникновение отраженных электронов во входной зазор.

Схема замещения регенерированной части клистрона приведена на рис. 2-26, *г*. На нем R_p , C_p , L_p — эквивалентные параметры нагруженного резонатора, а $i_{нав}$ — переменная часть наведенного (конвекционного) тока. В синхронном режиме в составе наведенного тока будет гармоника частоты $m\omega/n$, амплитуда которой зависит от амплитуд внешней силы и напряжения на резонаторе. Во всех перечисленных случаях вещественная и мнимая составляющие основной гармоники наведенного тока

определяются согласно [32—36] так:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{в}} &= -\beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} \left\{ J_0(\lambda_{\text{к}}) J_1(z_0) + \sum_{\kappa=1}^{\infty} J_{m\kappa}(\lambda_{\text{к}}) [J_{\kappa n-1}(z_0) + \right. \\ &\quad \left. + J_{\kappa n+1}(z_0)] \cos \kappa n \varphi \right\} \sin \theta_0 - \beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} \sum_{\kappa=1}^{\infty} J_{\kappa m}(\lambda_{\text{к}}) \times \\ &\quad \times [J_{\kappa n-1}(z_0) - J_{\kappa n+1}(z_0)] \sin \kappa n \varphi \cos \theta_0; \\ I_{\text{м}} &= \beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} \left\{ J_0(\lambda_{\text{к}}) J_1(z_0) + \sum_{\kappa=1}^{\infty} J_{m\kappa}(\lambda_{\text{к}}) [J_{\kappa n-1}(z_0) + \right. \\ &\quad \left. + J_{\kappa n+1}(z_0)] \cos \kappa n \varphi \right\} \cos \theta_0 - \beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} \sum_{\kappa=1}^{\infty} J_{\kappa m}(\lambda_{\text{к}}) \times \\ &\quad \times [J_{\kappa n-1}(z_0) - J_{\kappa n+1}(z_0)] \sin \kappa n \varphi \sin \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (2-30)$$

Здесь $I_{\text{кл}}$ — постоянный ток луча; $\beta_{\text{кл}}$ — коэффициент, пропорциональный регенерации; $J_q(z_0)$ — функция Бесселя q -го порядка; $z_0 = g_U U$ — величина, пропорциональная напряжению на резонаторе; $\lambda_{\text{к}} = g_{\mathcal{E}} \mathcal{E}$ — величина, пропорциональная амплитуде внешней силы, а θ_0 — угол пролета пространства группировки в отсутствие переменных напряжений на сетках клистрона. Коэффициент g_U линейно зависит от угла пролета θ_0 , оптимальное для группировки значение которого у свободного клистронного генератора $\theta_{\text{опт}} = \frac{3\pi}{2} + 2\pi r$ ($r = 0, 1, 2, \dots$).

Если в равенствах (2-30) удержат только члены с $\kappa=1$ и считать $\theta_0 = \theta_{\text{опт}} - \Delta\theta$, подстановка их в (1-32) дает:

$$\left. \begin{aligned} \frac{U_0}{\beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} R_p} &= \{ J_0(\lambda_{\text{к}}) J_1(z_0) + J_m(\lambda_{\text{к}}) [J_{n-1}(z_0) + \\ &\quad + J_{n+1}(z_0)] \cos n\varphi_0 \} \cos \Delta\theta + J_m(\lambda_{\text{к}}) [J_{n-1}(z_0) - \\ &\quad - J_{n+1}(z_0)] \sin n\varphi_0 \sin \Delta\theta; \\ \frac{U_0 \xi}{\beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} R_p} &= -J_m(\lambda_{\text{к}}) [J_{n-1}(z_0) - J_{n+1}(z_0)] \times \\ &\quad \times \sin n\varphi_0 \cos \Delta\theta + \{ J_0(\lambda_{\text{к}}) J_1(z_0) + J_m(\lambda_{\text{к}}) [J_{n-1}(z_0) + \\ &\quad + J_{n+1}(z_0)] \cos n\varphi_0 \} \sin \Delta\theta. \end{aligned} \right\} \quad (2-31)$$

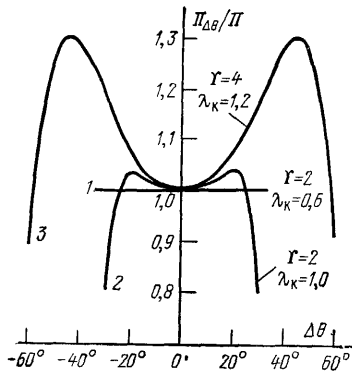


Рис. 2-27.

Из сравнения уравнений (2-31) и (2-24) видно, что отклонение угла пролета θ_0 от оптимального $\theta_{\text{опт}}$ эквивалентно применению комплексной обратной связи, поэтому для достаточно больших регенераций при отклонении от $\theta_{\text{опт}}$ следует ожидать увеличения полосы синхронизма. На рис. 2-27 приведены теоретические зависимости полосы синхронизма $\Pi_{\Delta\theta}$ от угла пролета [36] для генератора на пролетном клистроне типа, изображенного на рис. 2-26,в при делении частоты в 4 раза. На нем через $\Upsilon = g_U \beta_{\text{кл}} I_{\text{кл}} R_p / 2$ обозначен коэффициент регенерации клистрона. При расчетах g_U считался не зависящим от $\Delta\theta$ и равным $g_U(\theta_{\text{опт}})$, поэтому полоса не зависит от знака $\Delta\theta$. На самом деле, поскольку g_U — линейная функция θ_0 , отклонения от $\theta_{\text{опт}}$ в разные стороны неравнозначны.

При малом коэффициенте регенерации (кривые 1 и 2) отклонение θ_0 от $\theta_{\text{опт}}$ незначительно увеличивает полосу синхронизма или даже уменьшает ее (для сравнения см. рис. 2-23,б). При большой регенерации (кривая 3) полоса увеличивается. Максимальная полоса получается при $\Delta\theta$, лежащих между 0 и $\pm 90^\circ$. По мере увеличения регенерации оптимальное значение $\Delta\theta$ приближается к $\pm 90^\circ$. Выигрыш в полосе при этом возрастает.

Экспериментальные исследования [37] на трехсеточном отражательном клистроне подтверждают сделанные выше выводы. На рис. 2-28 приведены резонансные кривые делителя частоты на два при разных напряжениях $E_{\text{от}}$ на отражателе, т. е. при разных углах пролета. Средние кривые соответствуют оптимальным углам пролета. У кривых с наклоном в левую сторону угол пролета больше оптимального, в правую — меньше оптимального. Регенерация регулировалась изменением тока $I_{\text{кл}}$, который зависит от ускоряющего напряжения. Для разных значений $I_{\text{кл}}$ оптимальные углы пролета получаются при различных напряжениях $E_{\text{от}}$ на отражателе. При малой

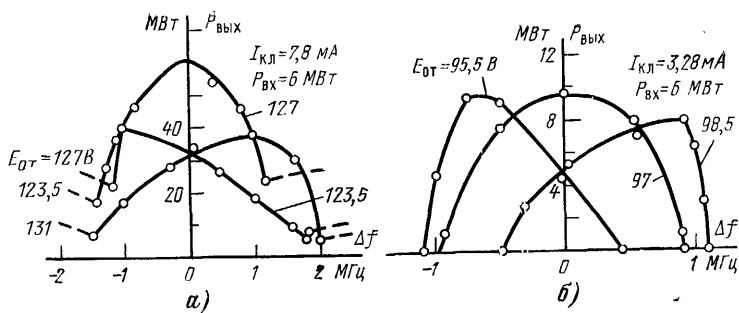


Рис. 2-28.

регенерации изменение напряжения на отражателе в обе стороны от значения 97 В, соответствующего $\theta_{\text{опт}}$, приводит к уменьшению полосы синхронизма (рис. 2-28,б). При большой регенерации отклонение θ_0 от $\theta_{\text{опт}}$ увеличивает полосу на 40—50 %.

2-8. СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ И НЕЛИНЕЙНОЙ РЕАКТИВНОСТЬЮ

В СВЧ диапазоне время пролета носителей заряда становится соизмеримым с периодом колебаний, поэтому большинство генераторов этого диапазона являются генераторами с запаздыванием. Если влияние запаздывания можно учесть простым сдвигом фазы основной гармоники тока на величину $\psi_s = m\omega t_s/n$, где t_s — время запаздывания, то

$$\dot{I} = (I_B - jI_M) e^{j(\varphi - \psi_s)}, \quad (2-32)$$

причем I_B и I_M по-прежнему вычисляются по формулам (1-23).

Если пренебречь изменением ψ_s внутри полосы синхронизма, после подстановки (2-32) в (1-24) с учетом (1-26) для одноконтурного генератора получаются следующие дифференциальные уравнения:

$$T \frac{dU}{dt} = (I_B \cos \psi_s - I_M \sin \psi_s) R_y - U;$$

$$TU \frac{d\varphi}{dt} = (-I_B \sin \psi_s - I_M \cos \psi_s) R_y - \xi U.$$

Они полностью совпадают с (2-21) при $\psi_k = -\psi_s$. Следовательно, запаздывание эквивалентно наличию

комплексной обратной связи и все выводы, полученные для генераторов с комплексной обратной связью, переносятся на генераторы с запаздыванием, если его можно учесть сдвигом фазы основной гармоники тока. При наличии запаздывания резонансные характеристики становятся несимметричными. В некоторых случаях имеются два устойчивых режима с разными амплитудами (при этом возможны скачки [38]). Подробное исследование синхронизации на основном тоне лампового генератора с запаздыванием и контуром в цепи сетки при кубической характеристике лампы проведено в [38]. Выводы этой работы совпадают с результатами, изложенными выше для комплексной обратной связи. Поэтому остановимся лишь на не рассмотренном ранее случае $\psi_s = \pi$. Без внешней силы колебаний здесь нет и для малых сигналов генератор является усилителем с отрицательной обратной связью. А при больших сигналах в центре появляется область биений.

При запаздывании в несколько периодов необходимо учитывать изменение ψ_s в полосе синхронизма. Явления в генераторе усложняются. Появляются, например, режимы, когда имеются две области синхронизации, разделенные областью биений [38]. В общем, большое запаздывание затрудняет синхронизацию генераторов. Малое запаздывание может быть даже полезным, ибо при нем обычно возрастает полоса синхронизма, как, например, в транзисторных генераторах на высоких частотах [39]. Запаздывание может вводиться для расширения полосы синхронизма и специально, в частности, в виде линии задержки.

Основная гармоника тока образуется рядом комбинационных составляющих. Поэтому инерционность носителей не всегда эквивалентна постоянному сдвигу фазы основной гармоники. В общем случае сдвиг фаз зависит от уровней сигналов на нелинейном элементе и соотношения их частот и фаз, т. е. $\psi_s = \psi_s(m, n, \omega, U, \mathcal{E}, \varphi)$.

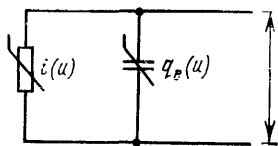


Рис. 2-29.

Иногда запаздывание удобно учитывать в виде нелинейной реактивности, задавая ее определенной зависимостью ее от мгновенных значений напряжения и тока. Особенно удобно так поступать при анализе генераторов на туннельных и лавинно-пролетных

диодах, заменяя диоды последовательным или параллельным (рис. 2-29) соединением нелинейных элементов (сопротивления и емкости) соответственно с вольт-амперной и вольт-кулоновой характеристиками $i(u)$ и $q_e(u)$ [29, 40].

Наличие нелинейной емкости изменяет основную гармонику тока. Ток через нелинейную емкость

$$i_e = - \frac{dq_e}{dt} \quad (2-33)$$

при воздействии на нее двух гармонических сигналов $u_e = E + \mathcal{E} \cos \omega t + U \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right)$ состоит из гармоник

этих сигналов и их комбинационных составляющих. Поскольку операция дифференцирования — линейная, для определения составляющих тока (2-33) достаточно провести гармонический анализ заряда q_e нелинейной емкости. Основная гармоника тока будет образовываться составляющими заряда $q_{\omega r}$ с частотой $\omega_r = m\omega/n$:

$$\begin{aligned} q_{\omega r} = & Q_{01} \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi \sin \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right). \end{aligned}$$

Вычисление составляющей заряда $q_{\omega r}$ производится таким же способом, что и основной гармоники тока. Значения Q_{01} , $Q_{\kappa c}$ и $Q_{\kappa s}$ определяются по формулам (1-29), (1-14) и (1-12), если в них вместо $i(u)$ подставить $q_e(u)$.

Основная гармоника тока $i_{e\omega r}$ через нелинейную емкость

$$\begin{aligned} i_{e\omega r} = & \frac{m}{n} \omega \left[Q_{01} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi \right] \sin \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right) - \\ & - \frac{m}{2n} \omega \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi \cos \left(\frac{m}{n} \omega t + \varphi \right). \end{aligned}$$

Ее комплексная амплитуда

$$\dot{I} = (I_{вe} - jI_{me}) e^{j\varphi},$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_{вe} &= -\frac{m}{2n} \omega \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi; \\ I_{me} &= \frac{m}{2n} \omega \left[2Q_{o1} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} Q_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi \right] \end{aligned} \right\} \quad (2-34)$$

Основная гармоника тока через нелинейное сопротивление вычисляется обычным образом по формуле (1-22). Поэтому основная гармоника тока через нелинейный элемент (рис. 2-29)

$$\dot{I} = [(I_{в} + I_{вe}) - j(I_{м} + I_{me})] e^{j\varphi}.$$

Таким образом, уравнения одноконтурного генератора (1-27) приобретают вид:

$$TpU = (I_{в} + I_{вe}) R_{н} - U, \quad TU p\varphi = -(I_{м} + I_{me}) R_{н} - \xi U.$$

Удерживая в (2-34) и (1-23) члены только с $\kappa=1$, имеем:

$$\begin{aligned} TpU &= \left(I_{o1} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi - \frac{m}{2n} \omega Q_s \sin n\varphi \right) R_{н} - U; \\ TU p\varphi &= - \left[\frac{1}{2} I_s \sin n\varphi + \frac{m}{2n} \omega (2Q_{o1} + Q_c \cos n\varphi) \right] R_{н} - \xi U. \end{aligned} \quad (2-35)$$

Уравнения стационарного режима получаются приравнованием правых частей нулю. В случае большой асинхронной составляющей, когда $I_{o1} \gg \frac{1}{2} I_c$; $I_{o1} \gg \frac{m}{2n} \omega Q_s$, стационарная амплитуда практически постоянна в полосе и определяется уравнением (1-70). Тогда из (2-35) следует:

$$\xi = - \left(\frac{1}{2} \Pi \sin n\varphi_0 + \frac{m}{n} \omega C_{o1} R_{н} + \frac{m}{2n} \omega C_c R_{н} \cos n\varphi_0 \right), \quad (2-36)$$

где $C_{o1} = Q_{o1}/U$; $C_c = Q_c/U$, а Π определяется равенством (1-72).

Уравнение (2-36) легко преобразуется к виду

$$\xi = -\frac{m}{n} \omega C_{01} R_n - \frac{1}{2} \sqrt{\Pi^2 + \left(\frac{m}{n} \omega C_c R_n \right)^2} \sin(n\varphi_0 + \psi_c),$$

причем $\operatorname{tg} \psi_c = m \omega C_c R_n / n \Pi$.

Таким образом, за счет нелинейной емкости полоса синхронизма расширяется и смещается в сторону отрицательных расстройек. Смещение полосы происходит из-за изменения резонансной частоты контура за счет емкости нелинейного элемента C_{01} . Если эта емкость учтена при определении резонансной частоты, полоса расположена вокруг нулевой расстройки. В диапазоне СВЧ емкость C_{01} обычно и является емкостью контура.

Резонансное сопротивление контура с учетом его коэффициента включения p_k

$$R_n = p_k^2 \frac{Q}{\omega'_0 C'},$$

где C' — емкость контура с пересчитанной в него емкостью C_{01} , а ω'_0 — резонансная частота контура с учетом C_{01} .

Поскольку $m \omega / n \approx \omega'_0$,

$$\frac{m}{n} \omega C_c R_n = p_k^2 Q \frac{C_c}{C'}. \quad (2-37)$$

Емкость туннельного диода в области падающего участка вольт-амперной характеристики изменяется всего на 10—15%, поэтому $C_c \ll C_{01}$, и даже если емкость контура образуется только из C_{01} (плюс емкость монтажа), значение (2-37) оказывается меньше Π . Следовательно, приближенно полосу синхронизма можно рассчитывать без учета нелинейной емкости. Например, в умножителе на 3 с $f_0 = 3,6$ ГГц угол ψ_c не превышал единиц градусов [41], т. е. полоса за счет нелинейной емкости увеличилась не больше чем на несколько процентов.

У лавинно-пролетного диода нелинейность емкости больше, поэтому в генераторах на ЛПД она сильнее влияет на полосу синхронизма. Это особенно заметно в режимах с небольшой асинхронной составляющей, т. е. при небольших m и n и не очень малой внешней силе, когда амплитуда колебаний в полосе синхронизма заметно меняется. В этом случае меняется в полосе и вносимая в контур емкость C_{01} , из-за чего характеристики становятся несимметричными. Например, при синхрони-

зации на основном тоне генератора на германиевом диффузионном ЛПД с меза-структурой полоса с учетом запаздывания в несколько раз превышает полосу генератора без запаздывания [42]. Увеличение полосы происходит даже без учета комбинационных составляющих тока нелинейной емкости (без учета C_c), а только за счет изменения в полосе емкости C_{01} . Соответствующие такому случаю уравнения с $Q_s=Q_c=0$ исследуются

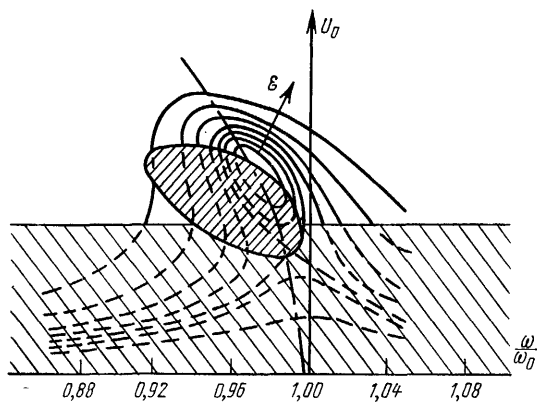


Рис. 2-30.

в [43]. Характерный вид резонансных кривых, получающихся при этом, для $m=n=1$ показан на рис. 2-30. Коэффициенты Q_s и Q_c будут всегда равны нулю, если на нелинейной емкости действует одно напряжение собственных колебаний и в ней не образуются комбинационные составляющие. Так получается, например, в ламповом генераторе с нелинейным контуром в аноде при подаче внешней силы в цепь сетки, а также в его транзисторном аналоге.

2-9. ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОНИЗАЦИИ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ

Обычно в СВЧ диапазоне синхронизируются самовозбуждающиеся генераторы. При небольших внешних силах они относятся к генераторам с большой асинхронной составляющей. Без учета инерционности нелинейного элемента и комплексности обратной связи полоса

одноконтурных генераторов пропорциональна $(\mathcal{E}/U_0)^m$ (1-81), т. е.

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \eta \sqrt{\left(\frac{P_c}{P_0}\right)^m}. \quad (2-38)$$

Коэффициент пропорциональности η называется коэффициентом синхронизации, а отношение P_0/P_c — усилением синхронизированного генератора. При синхронизации на основном тоне со стороны нагрузки формула (2-38) переходит в (2-29) и $\eta=1/Q$. Для инерционного нелинейного элемента, как следует из предыдущих параграфов, пропорциональность (2-38) сохраняется, однако коэффициент пропорциональности изменяется.

Благодаря высокой крутизне характеристик туннельных диодов нагруженная добротность контура генератора на них может быть сделана очень низкой, поэтому полоса синхронизма получается довольно широкой. Так, у полоскового генератора на туннельном арсенидгаллиевом диоде с $f_0=4015$ МГц и $P=40$ мВт удалось получить $\eta=3$ [44], что соответствует полосе 15% при $\sqrt{P_0/P_c}=20$. При дальнейшем увеличении внешней силы рост полосы замедляется и при $\sqrt{P_0/P_c}=10$ она составляет 20%. В умножителе частоты на 12 с $f_0=3,7$ ГГц и $P_0=3$ мВт получен $\eta \approx 0,01$ [30]. В делителе частоты на 10 полоса равнялась 4% [45].

При синхронизации на основном тоне генераторов на ЛПД коэффициент синхронизации меняется от 0,01 до 0,3 в зависимости от конструкции генератора и типа диода. Например, в генераторе коаксиальной конструкции с $f_0=6,07$ ГГц, $P_0=6,7$ мВт коэффициент синхронизации равнялся 0,076 [46]. Максимально достигнутые в [47] коэффициенты синхронизации составляли 0,2—0,3. В этом случае при усилении 50—70 дБ происходило захватывание в полосе 0,02%. При малом усилении (около 10 дБ) типичная ширина полосы около 2%. В мощных генераторах на кремниевых ЛПД коэффициент $\eta=0,075$ оставался постоянным вплоть до усиления 10 дБ, когда полоса получается шире 2% [47]. Коэффициент синхронизации одного образца достигал 0,145. При этом выходная мощность на частоте 8,18 ГГц составляла 270 мВт. В [48] сообщается о получении в генераторе с $f_0=6,2$ ГГц и $P_0=200$ мВт при низкоомной нагрузке $\eta=0,4$. Шунтирование контура было настолько сильным,

что генератор давал мощность в 3 раза меньшую, чем в обычном режиме.

При умножении и делении частоты коэффициент синхронизации генераторов на ЛПД обычно получается низким. Так, в [46] для $m=2$ он получился равным $4 \cdot 10^{-3}$, для $m=3$ $5,6 \cdot 10^{-5}$, а для $n=2$ $7,7 \cdot 10^{-4}$. В генераторе с $f_0=9$ ГГц и $P_0=10$ мВт при делении на 3 и 4 были достигнуты коэффициенты синхронизации соответственно $2,5 \cdot 10^{-3}$ и $1,3 \cdot 10^{-4}$ [49]. Некоторые генераторы на ЛПД удается засинхронизировать и при больших m . При синхронизации генератора с $f_0=9,3$ ГГц на 30-й гармонике внешнего сигнала мощностью 150—200 мВт наблюдалось умножение в полосе 0,1% [49].

Механизм синхронизации генераторов на диодах Ганна различен в зависимости от типа колебаний в нем [42, 50]. Различают основной пролетный режим, режим с задержкой домена, режим с гашением домена, режим с ограниченным накоплением объемного заряда (ОНОЗ) и гибридные режимы. Тип режима зависит от соотношения между амплитудой высокочастотного напряжения, смещением и критическим напряжением. При подаче внешнего сигнала, особенно большой мощности, возможен переход из одного режима в другой. Во всех режимах диод может быть заменен эквивалентными нелинейными активной и реактивной проводимостями. Характер реактивности зависит от типа колебаний. Как следует из рассмотрения резонансных характеристик, реактивность обычно является индуктивностью, но в некоторых случаях может быть и емкостью [42]. При небольших внешних силах полоса синхронизма всегда соответствует формуле (2-38). В режимах с задержкой и гашением домена на частотах $f_0=1,0 \div 1,4$ ГГц было получено $\eta=0,063$ [42], а в пятисантиметровом диапазоне волн $\eta=0,04 \div 0,06$ [51]. Для расширения полосы синхронизма необходимо снижать добротность колебательной системы. Минимальная добротность определяется добротностью диода, которая в режиме подавления доменов может составлять несколько единиц [52]. При такой добротности на частоте 1,5 ГГц достигнут коэффициент синхронизации $\eta=0,08$. Для $P_0/P_c=5$ дБ полоса синхронизма составляла 4%, а максимальное отношение P_0/P_c , при котором еще наблюдалась синхронизация в полосе 0,2%, было равно 30 дБ. Немного худшие результаты получены в [50] на частоте 833 МГц,

а в [53] сообщается о получении в генераторе волноводной конструкции с $f_0 = 9 \div 10$ ГГц даже $\eta = 0,18$. В генераторе на диоде Ганна осуществлялось и деление частоты. В делителе на 2 при $f_0 = 3$ ГГц достигался коэффициент усиления 11,5 дБ [54].

Более подробный обзор результатов синхронизации диодных генераторов СВЧ проведен в работе [42]. Там же имеется большая библиография по этому вопросу.

В ламповых, транзисторных и диодных генераторах СВЧ диапазона синхронизирующий сигнал может быть подан непосредственно на электроды нелинейного элемента. В обычных клистронных и магнетронных генераторах внешнюю силу, как правило, можно завести лишь в колебательную систему. Поэтому последние эффективно синхронизируются только на основном тоне. Для деления и умножения частоты создаются специальные клистроны с дополнительными сетками (см. § 2-7). При синхронизации на основном тоне для введения синхронизирующего сигнала в колебательную систему в конструкции генераторов кроме элементов связи с внешней нагрузкой должен быть предусмотрен специальный вывод. Если этот вывод отсутствует, синхронизация может быть осуществлена со стороны нагрузки подключением синхронизирующего сигнала к линии, соединяющей нагрузку с генератором. Волну, распространяющуюся от источника внешней силы к генератору, можно рассматривать как отраженную от нагрузки. Следовательно, введение синхронизирующего сигнала эквивалентно подключению нагрузки, не согласованной с линией [55]. Модуль и фаза коэффициента отражения зависят от соотношений амплитуд и фаз внешней силы и генерируемого сигнала. В свою очередь, амплитуда и фаза колебаний зависят от модуля и фазы коэффициента отражения. Пользуясь круговой диаграммой с кривыми равной частоты и равной мощности, можно построить резонансные и фазовые характеристики генератора и определить полосу синхронизма [48]. Этот метод справедлив для любой амплитуды внешней силы. Небольшое отражение слабо влияет на амплитуду колебаний, поэтому при малых внешних силах можно рассматривать одно фазовое уравнение, из которого получается равенство (2-29). Оно сохраняет силу и при больших внешних сигналах, если реактивное сопротивление нелинейного элемента не зависит от уровня генерируемого сигнала [48], т. е.

когда частота собственных колебаний генератора не зависит от активного сопротивления нагрузки.

У клистронных генераторов резонаторы имеют сравнительно высокую добротность, поэтому полоса синхронизма получается небольшой. Обычно она составляет десятые или даже сотые доли процента. Примерно такой же получается полоса синхронизма и в специальных делительных клистро́нах [37, 57]. В пролетных клистро́нах полоса несколько уже, чем у отражательных [56]. Правда, они имеют лучшую стабильность, поэтому для их устойчивой синхронизации меньшая полоса и требуется.

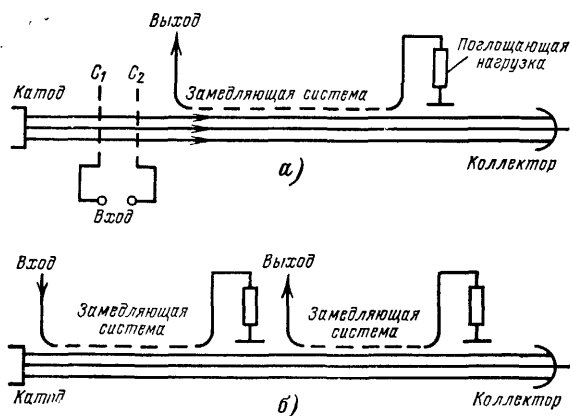


Рис. 2-31.

Добротность избирательной системы магнетронов равняется нескольким сотням, а в коаксиальных магнетронах доходит до 7000 [56], поэтому и их полоса синхронизма получается весьма узкой. У митронов добротность внешней колебательной системы равна 1,5—10 [58], и их полоса синхронизма имеет такой же порядок, как у генераторов на ЛПД и диодах Ганна.

Генераторы на лампах обратной волны (ЛОВ) не содержат резонансных колебательных систем, поэтому уравнения, описывающие работу этих генераторов, отличаются от рассмотренных выше. Однако и здесь полоса синхронизма примерно пропорциональна отношению

напряжения синхронизации к выходному сигналу [56], т. е. может вычисляться по формуле (2-29). Коэффициент синхронизации η пропорционален квадратному корню из куба усиления ЛОВ и зависит от конструкции лампы. В ЛОВ с замедляющей системой спирального типа он в несколько раз больше, чем при замедляющей системе лестничного типа. Так, при усилении 20 дБ у ЛОВ спирального типа на частоте 10 ГГц была получена полоса 8 МГц, а у ЛОВ лестничного типа на частоте 70 ГГц — полоса 17 МГц [56]. Синхронизирующий сигнал можно подавать между двумя сетками (рис. 2-31,а), которые осуществляют предварительное группирование электронного потока перед его вхождением в замедляющую систему. В другом способе используется дополнительная замедляющая система (рис. 2-31,б), позволяющая обеспечить большую широкополосность для синхронизирующего сигнала. Сигнал может вводиться и в единственную замедляющую систему, вызывая нарастание обратной волны [58].

Синхронизировать внешним сигналом можно и молекулярный [59] и оптический [60] квантовые генераторы, причем при некоторых допущениях полоса синхронизма также определяется формулой (2-29). При синхронизации лазера на гелиево-неоновой смеси, работающего в продольной моде на 6,328 мкм, лучом, вводимым в резонатор от такого же лазера, линейная зависимость полосы от $\sqrt{P_c/P_0}$ сохранялась до $P_0/P_c=10$ дБ [61]. При этом усилении полоса синхронизма составляла 0,45—0,7 МГц.

Глава третья

СИНХРОНИЗАЦИЯ СЛОЖНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

В настоящей главе рассматриваются синхронизированные генераторы, работа которых не может быть описана двумя нелинейными дифференциальными уравнениями (1-28). Сюда относятся двухконтурные генераторы, генераторы с инерционным автосмещением и многокаскадные делители частоты с межкаскадными обратными связями. Здесь же исследуются некоторые генераторы, в напряжении обратной связи которых содержатся заметные высшие гармоники.

Релаксационные генераторы в режиме деления частоты имеют более широкую полосу синхронизма, чем гармонические. Связано это с большим содержанием гармоник в спектре сигнала, взаимодействуя с которым, внешняя сила создает комбинационные составляющие основной частоты [62]. Следует ожидать увеличения полосы синхронизма и в гармонических делителях частоты при искажении их напряжения обратной связи. Искажения можно производить специально вводимыми нелинейными устройствами. Форма будет искажена и в случае применения низкодобротной нагрузки.

Любой генератор можно представить в виде параллельного соединения избирательной нагрузки и некоторого нелинейного двухполюсника. В случае безынерционного нелинейного элемента и отсутствия гистерезисов в его характеристике ток двухполюсника i будет однозначной функцией напряжения u на нем. Тогда [63] интеграл за период напряжения T_0

$$\int_0^{T_0} i du = \int_0^{T_0} u di = 0, \quad (3-1)$$

т. е. площадь, охватываемая траекторией движения рабочей точки по характеристике, например от a к b и обратно (см. рис. 3-1), равна нулю. Представив ток и напряжение в виде рядов Фурье

$$i = \sum_{k=1}^{\infty} I_k \cos(\kappa \omega_r t + \beta_{rk}); \quad u = \sum_{k=1}^{\infty} U_k \cos(\kappa \omega_r t + \alpha_{rk})$$

и подставив их в (3-1), получим:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \kappa U_k I_k \sin(\alpha_{rk} - \beta_{rk}) = 0. \quad (3-2)$$

Следовательно, суммарная реактивная мощность нелинейного элемента с однозначной характеристикой (характеристикой типа «тонкой линии») равняется нулю.

Сдвиг фаз $\alpha_{rk} - \beta_{rk}$ между гармониками тока и напряжения определяется нагрузкой генератора. В схеме автоматически устанавливается такой режим нелинейного элемента и такая частота колебаний (следовательно, такие $\alpha_{rk} - \beta_{rk}$), при которых выполняется (3-2). Если

В схему вводится внешняя сила на частоте одной из гармоник, баланс нарушается. В синхронном режиме устанавливается такая разность фаз между гармоникой $U_n \cos(n\omega_{\Gamma}t + \alpha_{\Gamma n})$ и внешней силой, при которой равенство (3-2) выполняется на частоте ω/n . Очевидно, что управление частотой на n -й гармонике, т. е. деление частоты в n раз, возможно только в том случае, если в спектре тока нелинейного элемента эта гармоника присутствует. Чем она больше, тем шире будет полоса синхронизма, поэтому режим нелинейного элемента следует выбирать, ориентируясь на максимум n -й гармоники тока.

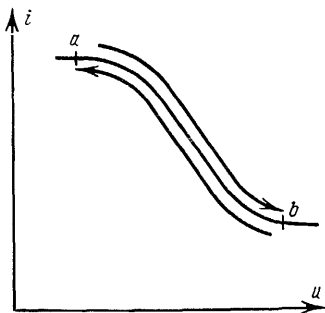


Рис. 3-1.

Если нагрузка высокодобротная и на ней создается напряжение только основной частоты, все U_k , за исключением U_1 и U_n , равны нулю, а U_n равна амплитуде внешней силы \mathcal{E} . Тогда из (3-2) при противоположных полярностях U и \mathcal{E} следует:

$$U_1 I_1 \sin(\alpha_{\Gamma 1} - \beta_{\Gamma 1}) = n \mathcal{E} I_n \sin(\alpha_{\Gamma n} - \beta_{\Gamma n}).$$

Когда в качестве нагрузки используется одиночный контур, при малых расстройках

$$U_1 I_1 \sin(\alpha_{\Gamma 1} - \beta_{\Gamma 1}) = \frac{U_1^2}{\rho_n} \frac{2\Delta\omega}{\omega_0},$$

где ρ_n — характеристическое сопротивление контура между точками его подключения к нелинейному элементу.

При малой внешней силе амплитуды напряжения обратной связи и n -й гармоники тока равны соответствующим амплитудам в свободном режиме, т. е. $U_1 = U_0$, $I_n = I_n^0$, а $\alpha_{\Gamma n} - \beta_{\Gamma n} = -n\varphi$, поэтому

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = -n\rho_n \frac{\mathcal{E} I_n^0}{U_0^2} \sin n\varphi.$$

Максимально возможная расстройка контура получается при $|\sin n\varphi| = 1$, следовательно,

$$\frac{2\Delta\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = n\rho_n \frac{\mathcal{E} I_n^0}{U_0^2},$$

что совпадает с полученной ранее формулой (1-84). При низкодобротной нагрузке в расчетах необходимо учитывать и другие гармоники.

В общем случае деление частоты в n раз будет осуществляться легче в тех схемах, где больше n -я гармоника напряжения на нагрузке, так как обычно там больше и n -я гармоника тока. На-

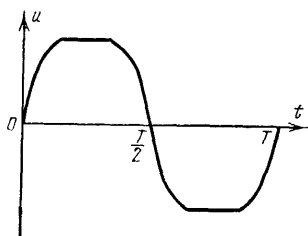


Рис. 3-2.

пример, в схеме, у которой напряжение содержало нечетные гармоники (рис. 3-2), полоса синхронизма получилась шире при нечетных коэффициентах деления [64]. Если нагрузка настроена на одну или несколько гармоник, такого соответствия между полосой синхронизма и величиной n -й гармоники на-

пряжения на нагрузке не будет. Важна не величина U_n и I_n , характеризующая способность нелинейного элемента образовывать комбинационные составляющие n -го порядка. Ведь именно такой порядок имеет составляющая $I_{1,n-1}$, наибольшая из обеспечивающих синхронизм. Эта компонента, в частности, может получиться в результате комбинации 2-го порядка между первой гармоникой внешней силы и $(n-1)$ -й гармоникой напряжения обратной связи. Поэтому расширение полосы возможно при подчеркивании в напряжении обратной связи $(n-1)$ -й гармоники, а не n -й, как может показаться сначала. Для этого рассматриваемая компонента должна быть в фазе с составляющей $I_{1,n-1}$, образованной обычным путем. Подчеркивание $(n-1)$ -й гармоники может быть произведено включением в цепь обратной связи дополнительного нелинейного элемента или с помощью частотно-зависимой цепи, настроенной на эту гармонику. Можно использовать и комбинацию обоих способов. По такому принципу работает регенеративный делитель частоты, у которого в цепи обратной связи стоит умножитель частоты, содержащий нелинейный элемент и резонансную нагрузку, настроенную на $(n-1)$ -ю гармонику (рис. 3-3,а). Одна из возможных схем (рис. 3-3,б) предложена Н. В. Аскольским и В. И. Победеным. Транзисторы T_1 и T_2 в ней образуют каскад смесителя, а T_3 и T_4 — умножителя. Контур смесителя $L_1C_2C_3$ настроен на частоту $f_{\text{вых}} = f/n$, где $n=8$, а $f=30$ МГц, кон-

тур умножителя — на частоту $f_y = \frac{n-1}{n} f = 26,25$ МГц.

Связь умножителя со смесителем осуществляется через цепь $C_6 L_3 C_9$, причем контур $L_3 C_9$ для уменьшения обрат-

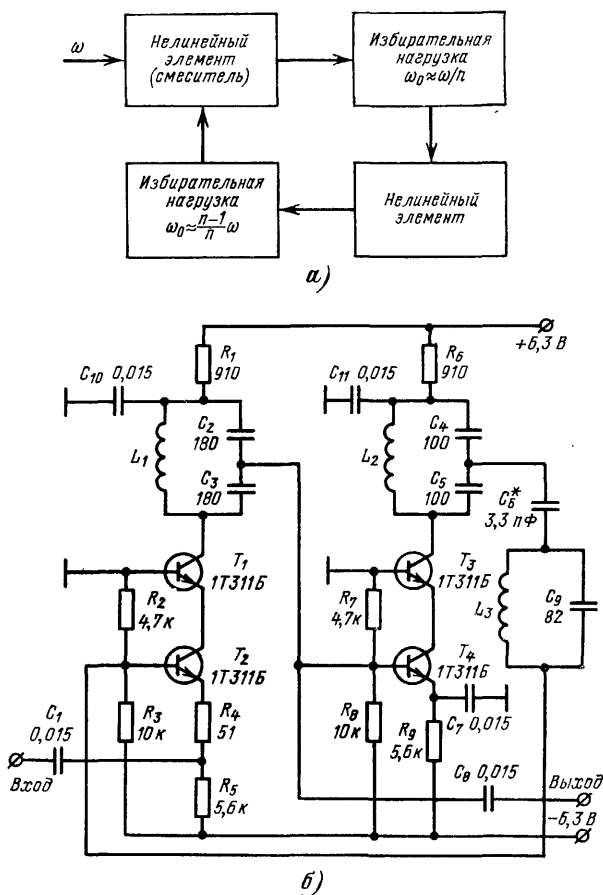


Рис. 3-3.

ной связи по поделенной частоте настраивается на частоту $f_{\text{вых}}$. Это повышает устойчивость делителя и расширяет его полосу синхронизма. Синхронизация обеспечивалась при входном сигнале 0,3—1,0 В. Полоса синхронизма составляла 800 кГц.

Исследование регенеративных делителей [62] упрощается тем, что у них в напряжении обратной связи присутствует практически одна составляющая с частотой $\frac{n-1}{n}f$. В других же схемах в напряжении обратной связи имеются первая и высшие гармоники:

$$\Delta u = \sum_{\kappa=2}^{\infty} U_{\kappa} \cos \left(\kappa \frac{\omega}{n} t + \alpha_{\Gamma \kappa} \right) = \sum_{\kappa=2}^{\infty} \operatorname{Re} \left[\dot{U}_{\kappa} e^{j \kappa \left(\frac{\omega}{n} t + \varphi \right)} \right].$$

Точное определение основной гармоники в этом случае становится практически невозможным. Существуют приближенные методы [66], но и они чрезвычайно громоздки. Решение упрощается в случае малости Δu , когда с помощью разложения в ряд Тейлора можно найти приращение мгновенного значения тока нелинейного элемента, вызванное гармониками Δu . В этом случае

$$i(e, u + \Delta u) = i(e, u) + \frac{\partial i}{\partial u}(e, u) \Delta u.$$

Основная гармоника будет складываться из $i_{\omega \Gamma}$ (1-21) и приращения за счет члена $\Delta i = \sigma_i \Delta u$, где

$$\sigma_i = \frac{\partial i}{\partial u}(e, u). \quad (3-3)$$

Разлагая σ_i в двойной ряд Фурье, для $m=1$ получаем:

$$\sigma_i = \sum_{r=0}^{\infty} \sigma_r \cos \left(r \frac{\omega}{n} t + n \varphi_r \right) = \sum_{r=0}^{\infty} \operatorname{Re} \left[\dot{\sigma}_r e^{j r \left(\frac{\omega}{n} t + \varphi \right)} \right], \quad (3-4)$$

где

$$\dot{\sigma}_r = \sigma_{0r} + \frac{1}{2} \sum_{q=1}^{\infty} (\sigma_{q, |qn-r|} e^{-jqn\varphi} + \sigma_{q, qn+r} e^{jqn\varphi}). \quad (3-5)$$

Если $qn=r$, перед слагаемым в первой сумме коэффициент $1/2$ нужно заменить на 1.

Подставляя (3-4) в (3-3) и выделяя составляющую с частотой ω/n

$$\Delta i_{\omega \Gamma} = \operatorname{Re} \Delta \dot{i} e^{j \left(\frac{\omega}{n} t + \varphi \right)},$$

получаем:

$$\Delta \dot{i} = \frac{1}{2} \sum_{\kappa=2}^{\infty} \dot{\sigma}_{\kappa-1}^* \dot{U}_{\kappa} + \dot{\sigma}_{\kappa+1} \dot{U}_{\kappa}^*, \quad (3-6)$$

где $\dot{\sigma}_{\kappa-1}^*$ и \dot{U}_{κ}^* — величины, комплексно сопряженные с $\dot{\sigma}_{\kappa-1}$ и \dot{U}_{κ} .

Теперь уравнения стационарного режима (1-25) принимают вид:

$$Y_B(0) U_0 = I_B + \Delta I_B; \quad Y_M(0) U_0 = -I_M - \Delta I_M. \quad (3-7)$$

Здесь ΔI_B и ΔI_M — вещественная и мнимая части, $\Delta I = \Delta I_B - j \Delta I_M$.

Для упрощения расчетов в суммах (3-5) и (3-6) следует учитывать конечное число наиболее существенных слагаемых.

Для примера рассмотрим делитель с воздействием на защитную сетку (см. рис. 2-1). Будем считать, что напряжение на контуре синусоидально, а высшие гармоники создаются за счет падения напряжения от сеточного тока на сопротивлении Z в цепи сетки, т. е.

$$\dot{U}_\kappa = -\dot{I}_{g\kappa} Z_\kappa, \quad (3-8)$$

где $\dot{I}_{g\kappa}$ — комплексная амплитуда κ -й гармоники сеточного тока, а $Z_\kappa = R_\kappa + jX_\kappa$ — комплексное сопротивление Z для этой же гармоники (при больших C_g и R_g ими можно пренебречь).

При полигональной аппроксимации характеристики сеточного тока $\dot{I}_{g\kappa} = S_g \gamma_\kappa(\theta_c) \dot{U}$ и

$$\dot{U}_\kappa = -(h_{\kappa a} + jh_{\kappa p}) \dot{U},$$

где

$$h_{\kappa a} = S_g \gamma_\kappa(\theta_c) R_\kappa; \quad h_{\kappa p} = S_g \gamma_\kappa(\theta_c) X_\kappa.$$

С ростом κ амплитуды гармоник быстро убывают. Поэтому при расчетах ограничимся учетом лишь U_2 и U_3 . В этом случае из (3-6) следует:

$$\Delta \dot{I} = \frac{1}{2} (\dot{\sigma}^*_{11} \dot{U}_2 + \dot{\sigma}^*_{13} \dot{U}_2^* + \dot{\sigma}^*_{22} \dot{U}_3 + \dot{\sigma}^*_{24} \dot{U}_3^*). \quad (3-9)$$

Если сеточная цепь имеет резонансный характер, возможно, наиболее существенными окажутся другие гармоники.

При отсутствии верхнего загиба характеристики лампы $i_a(e_g)$ [15]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{0q} &= -A_0 S \gamma'_q(\theta); \\ \sigma_{1q} &= -A_1 S \gamma'_q(\theta). \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

Здесь через γ'_q обозначена производная γ_q по $\cos \theta$ (далее так будут обозначаться производные от всех γ -функций).

Удерживая в (3-5) лишь члены с $q=1$, после подстановки (3-10) в (3-5), а затем (3-5) и (3-8) в (3-9) и разделения действительных и мнимых частей получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_s &= \frac{1}{2} S A_0 U \left\{ \left(\gamma'_{2c} + \frac{h_{3a}}{h_{2a}} \gamma'_{3c} \right) h_{2a} + g_A h_{2a} \times \right. \\ &\times \left[\gamma'_c + \gamma'_{|n-3|} + \frac{h_{3a}}{h_{2a}} (\gamma'_{|n-3|c} + \gamma'_{n+2}) \right] \cos n\varphi + \\ &+ g_A h_{2p} \left[-\gamma'_s - \gamma'_{|n-3|} + \frac{h_{3p}}{h_{2p}} (\gamma'_{n+2} - \gamma'_{|n-3|c}) \right] \sin n\varphi \Big\}, \\ \Delta I_m &= -\frac{1}{2} S A_0 U \left\{ h_{2p} \left(\gamma'_{2s} + \frac{h_{3p}}{h_{2p}} \gamma'_{3s} \right) + g_A h_{2a} \times \right. \\ &\times \left[\gamma'_s - \gamma'_{|n-3|} + \frac{h_{3a}}{h_{2a}} (\gamma'_{|n-3|s} - \gamma'_{n+2}) \right] \sin n\varphi + \\ &+ g_A h_{2p} \left[\gamma'_c - \gamma'_{|n-3|} + \frac{h_{3p}}{h_{2p}} (-\gamma'_{|n-3|s} + \gamma'_{n+2}) \right] \cos n\varphi \Big\}. \end{aligned} \right\} \quad (3-11)$$

Здесь введен коэффициент $g_A = A_1/2A_0$ и использованы равенства

$$\begin{aligned}\sigma_{1,n-1} + \sigma_{1,n+1} &= -A_1 S\gamma'_c; \quad \sigma_{1,n-2} + \sigma_{1,n-4} = \\ &= -A_1 S\gamma'_{|n-3|c}; \quad \sigma_{02} + \sigma_{04} = -A_0 S\gamma'_{3c}; \\ \sigma_{1,n-1} - \sigma_{1,n+1} &= -A_1 S\gamma'_s; \quad \sigma_{1,n-2} - \sigma_{1,n-4} = -A_1 S\gamma'_{|n-3|s}; \\ \sigma_{01} - \sigma_{03} &= -A_0 S\gamma'_{2s}; \\ \sigma_{01} + \sigma_{03} &= -A_0 S\gamma'_{2c}; \quad \sigma_{02} - \sigma_{04} = -A_0 S\gamma'_{3s}.\end{aligned}$$

Подставляя (3-11) в (3-7) с учетом выражений (1-23) можно получить уравнения стационарного режима делителя частоты. При чисто активной нагрузке для сеточного тока, когда $h_{2p} = h_{3p} = 0$, приращения вещественной и мнимой составляющих (3-11) имеют такой же вид ($A_a + B_a \cos n\varphi$ и $C_a \sin n\varphi$), как и основные части. Поэтому искажение формы сигнала в этом случае эквивалентно простому изменению зависимостей $I_{01}(U)$, $I_c(U)$ и $I_s(U)$. Все характеристики остаются симметричными относительно $\xi = 0$, что справедливо при подчеркивании любых гармоник на активном сопротивлении, ибо они не сдвигаются по фазе относительно основной составляющей. На рис. 3-4,а изображены резонансные характеристики для $h_{2a} = 0,1$, $h_{3a} = 0,08$ и $h_{2a} = h_{3a} = 0$ [67]. При наличии высших гармоник характеристика уплощается, а полоса синхронизма увеличивается на 64%. Для $n=3$ при тех же условиях характеристика получилась также более плоской, но полоса при наличии гармоник оказалась на 6% уже, чем без них. Отсюда можно сделать вывод, что не всякое искажение формы напряжения обратной связи приводит к расширению полосы. Для расширения необходимо в первую очередь, чтобы за счет высших гармоник возросла мнимая составляющая тока нелинейного элемента $I_m + \Delta I_m$, а это получается не всегда. Иногда приращение ΔI_m оказывается в противофазе с I_m . В делителях с $I_{01} = 0$ и с небольшой I_{01} необходимо еще учитывать и приращение вещественной части. О сокращении полосы синхронизма при наличии гармоник сообщается также в [68].

В случае реактивного сопротивления в цепи сетки, когда $h_{2a} = h_{3a} = 0$, приращения вещественной и мнимой составляющих принимают соответственно форму $A_p \sin n\varphi$ и $B_p + C_p \cos n\varphi$ [см. (3-11)]. В результате уравнения стационарного режима имеют такой же вид, как при наличии запаздывания (или нелинейной реактивности) [67]. Если положить $\gamma_3(\theta_c)/\gamma_2(\theta_c) = 0,8$, что бывает для не очень больших R_g , то при $|h_{2p}| = 0,1$ для индуктивной нагрузки $h_{3p} = 0,12$, а для емкостной $h_{3p} = -0,05$. На рис. 3-4,б показаны резонансные характеристики для этих двух случаев. Там же приведена характеристика и для $h_{2p} = h_{3p} = 0$. При индуктивной нагрузке ($h_{2p} > 0$) характеристика смещена в область отрицательных, а при емкостной — положительных расстройках. В обоих случаях полоса расширяется (42 и 25% соответственно). Расширению способствует смещение полосы в области с меньшей крутизной фазовой характеристики контура.

При недостаточной фильтрации гармоник контуром эффект будет примерно таким же, ибо и в этом случае высшие гармоники напряжения сдвигаются относительно гармоник тока на 90° (для них контур представляет собой реактивное сопротивление).

Для подчеркивания высших гармоник можно в цепь сетки генератора включить цепочку, изображенную на рис. 3-5,а ($r_{др}$ — потери дросселя). На частоте, близкой к частоте последовательного резонанса $C_g L_{др} C_{вх}$, фаза коэффициента передачи такой цепочки равна 90° . За счет этого полоса синхронизма смещается в область

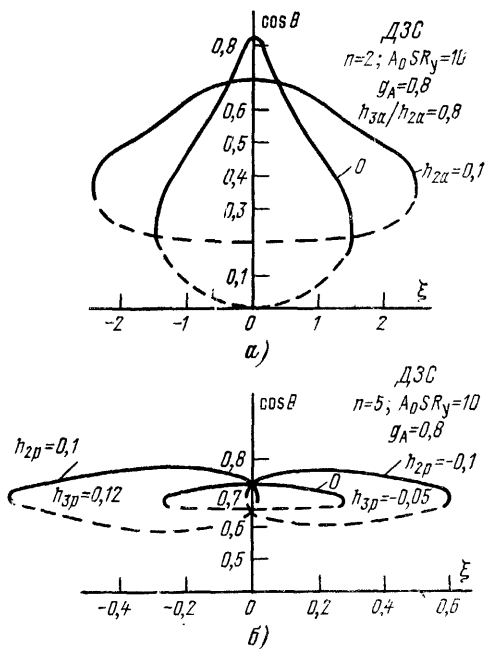


Рис. 3-4.

больших отрицательных расстройках (нижняя граница получается при $\xi < -10$, а иногда и $\xi < -20$). В этом случае при не очень больших Q сопротивление контура для второй гармоники получается примерно таким же, как и для первой, и в спектре напряжения обратной связи появляется сильная вторая гармоника. При нечетном n комбинационные составляющие $I_{1,n-1}$ и $I_{1,n+1}$ теперь получают не только обычным образом, но и в результате взаимодействия первой гармоники внешней силы и второй гармоники напряжения обратной связи

в виде комбинации $\left(1, \frac{n-1}{2}\right)$ и $\left(1, \frac{n+1}{2}\right)$. Порядок

этих комбинаций примерно в 2 раза меньше, чем у основных, поэтому приращение мнимой компоненты получается большим и полоса синхронизма заметно расширяется. При добротности нагруженного контура около 50 полоса составляла 13,5% для $n=3$ и 4,4% для $n=5$. С обычной схемой сеточного автосмещения она получа-

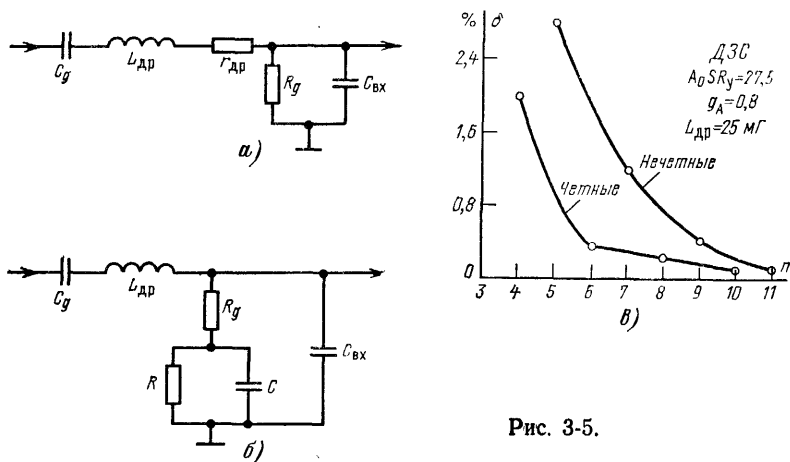


Рис. 3-5.

ется соответственно 1 и 0,3%. Расширение полосы происходит за счет суммарного действия комплексной обратной связи и искажения формы сигнала. При четном n , когда проявляется в основном только первый эффект, расширение полосы не столь значительно. Она была равна 22% для $n=2$, а для $n=4$ —2,9%. Индуктивность дросселя выбиралась такой, чтобы при сравнительно больших C_g цепочка на рис. 3-5,а была близка к последовательному резонансу.

При малых R_g значение $L_{др}$ менее критично, поэтому более эффективна цепочка на рис. 3-5,б. Зависимость полосы от n для индуктивности $L_{др}$, превышающей резонансное значение в 2 раза, показана на рис. 3-5,в. Как и предполагалось, в нечетное число раз схема делит гораздо лучше, чем в четное. Более подробные результаты исследования схемы с дросселем имеются в [15].

В [69] предлагается использовать колебательные системы, приведенные на рис. 3-6. Они настроены на

параллельный резонанс на основной частоте и на последовательный — по гармонике. Последовательный резонанс рекомендуется делать на третьей гармонике. При этом в генераторе на туннельном диоде полоса синхронизма возрастала в 3—4 раза. Связано это, видимо, с тем, что при изменении частоты входного сигнала реактивное сопротивление нагрузки для гармоник при переходе через резонанс меняет знак. При отрицательных расстройках сопротивление имеет емкостный характер, а при положительных — индуктивный. Емкостное сопротивление на гармонике сдвигает полосу синхронизма влево (на рис. 3-4,б был изображен сдвиг вправо, так как гармоники создавались сеточным током и имели другой знак), а индуктивное — вправо, что эквивалентно уменьшению расстройки или снижению крутизны фазовой характеристики.

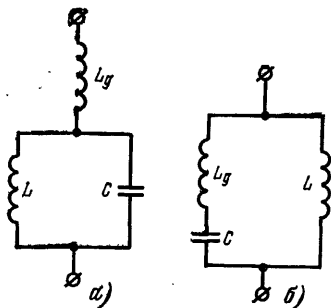


Рис. 3-6.

В разобранных выше схемах выходной сигнал получается несинусоидальным. Для получения гармонического сигнала искажение напряжения обратной связи надо производить вне избирательной нагрузки. Такой эффект достигается в схемах релаксационных генераторов, содержащих колебательную систему умеренной добротности [62]. Пример подобного генератора приведен на рис. 3-7,а. Контур в схеме является не просто фильтрующим элементом: он определяет работу делителя и потому последний обладает положительными свойствами гармонических делителей частоты. Последовательное соединение туннельного диода и сопротивления r_n образует нелинейный элемент с характеристикой 3, изображенной на рис. 3-7,б (1 и 2 — соответственно характеристики сопротивления r_n и туннельного диода). Если $r_n > |R_{\text{мин}}|$, где $R_{\text{мин}}$ — минимальное отрицательное сопротивление туннельного диода, характеристика имеет три возрастающих участка. Можно показать, что за счет емкости диода средний участок, ширина которого зависит от r_n , неустойчив. При действии на такой нелинейный элемент гармонических сигналов ток, протекающий

через него, имеет скачкообразную форму. Скачки вверх и вниз происходят при разных значениях напряжения (гистерезис). Поэтому основная гармоника тока сдвигается по фазе относительно действующего напряжения. На рис. 3-7,б показана примерная форма импульса тока при действии на нелинейный элемент суммы напряжений автоколебаний и внешней силы, частоты которых отличаются в 2 раза. Благодаря скачкообразной форме

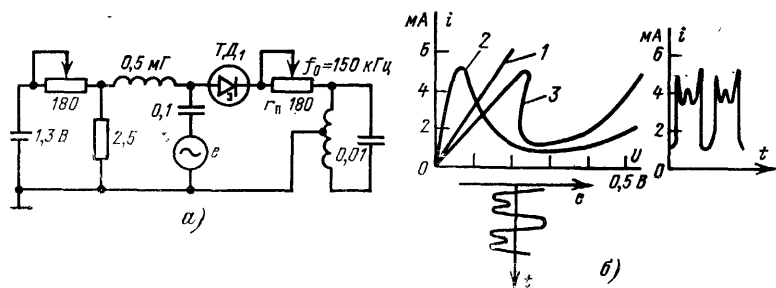


Рис. 3-7.

тока увеличивается содержание гармоник и высших комбинационных составляющих. В результате при не очень больших n компоненты $I_{1,n-1}$ и $I_{1,n+1}$ становятся соизмеримыми с I_{01} , т. е. делитель относится к группе генераторов с малой асинхронной составляющей, обладая всеми их преимуществами.

Исследование схемы проводилось на частоте $f_0 = 150$ кГц, хотя она позволяет работать и на более высоких частотах. Предельная частота определяется скоростью переброса с одной ветви характеристики на другую. Резонансное сопротивление контура между точками подключения к нелинейному элементу составляло 660 Ом. Благодаря его сравнительно высокой добротности $Q=25$ форма сигнала визуально не отличалась от синусоидальной.

Если внешняя сила «охватывает» гистерезисную область, колебания в схеме возникают мягко. При небольших амплитудах возможно лишь жесткое возбуждение. Максимум полосы получается при некотором оптимальном значении \mathcal{E} в мягком режиме. С дальнейшим увеличением \mathcal{E} полоса сужается, а при больших \mathcal{E} колебания вообще не возникают. Зависимость полосы от

смещения имеет вид двугорбой кривой, максимумы которой расположены по обе стороны от гистерезисного участка. Левый максимум обычно несколько выше. Наибольшую полосу удастся получить при $r_{\pi} \approx \frac{1}{2} |R_{i\text{ср}}|$,

где $R_{i\text{ср}}$ — среднее значение сопротивления ТД на отрицательном участке характеристики. В табл. 3-1 при-

Таблица 3-1

n	2	3	4	5	8	10	15	20	40	50
$\delta, \%$	46,7	22,7	16,3	9,6	5,2	4,7	1,9	1,5	0,8	0,65
$\delta, \%$	43,3	19,6	9,2	4	1,4	0,65	—	—	—	—

ведены значения полосы синхронизма в оптимальных режимах для разных n . Оптимальные значения смещения, \mathcal{E} и r_{π} для каждого n были различными, но всегда делитель получался самовозбуждаемым. Для сравнения в нижней строке приведены цифры для $r_{\pi}=0$.

Выигрыш в полосе за счет введения r_{π} становится существенным начиная с $n=4$, ибо при небольших n за счет сильной нелинейности характеристики ТД схема и без него относится к группе генераторов с малой I_{01} .

Обогащение гармониками можно производить путем включения в цепь обратной связи дополнительных нелинейных элементов. В схеме рис. 3-8,а [70] напряжение обратной связи искажается диодом Д223. При этом в широком диапазоне температур, напряжения питания и амплитуды входного сигнала при делении частоты 5 МГц на 5 получается полоса в 16%. Очень похожа на предыдущую и схема делителя, описанного в [71] (рис. 3-8,б). Параметры схемы при $f_0=0,5$ МГц для различных n приведены в табл. 3-2. Там же указаны значения граничных входных частот $f_{\text{гр1}}$ и $f_{\text{гр2}}$ полосы синхронизма, определенной по формуле

$$\delta\% = \frac{2(f_{\text{гр2}} - f_{\text{гр1}})}{f_{\text{гр1}} + f_{\text{гр2}}} 100\%.$$

Параметры выбраны таким образом, чтобы при комнатной температуре получить наибольшую полосу при изменении напряжения питания в пределах $E_{\text{ном}} \pm 30\%$.

n	R_1, OM	r_1, OM	r_2, OM	R_H, OM	$R_2, \text{КОМ}$	R_3, OM	$f_{\text{гр}1} - f_{\text{гр}2}, \text{МГц}$	$\delta, \%$
2	0	10	100	20	6,2	330	0,63—2,0	105
3	0	0	510	30	6,2	330	1,37—2,02	38
4	100	0	100	39	9,1	330	1,80—2,20	20
5	0	0	100	47	3,9	1000	2,32—2,70	14

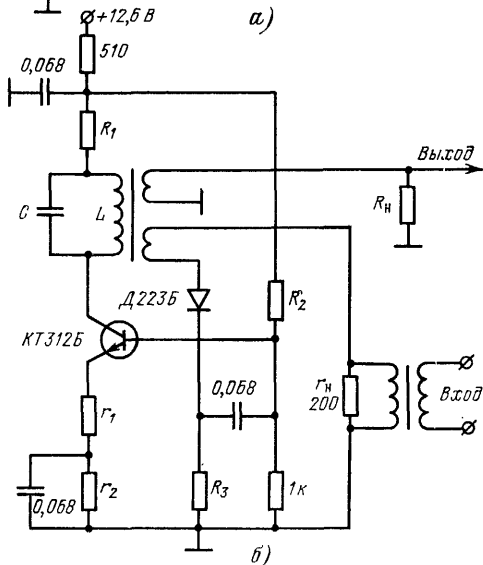
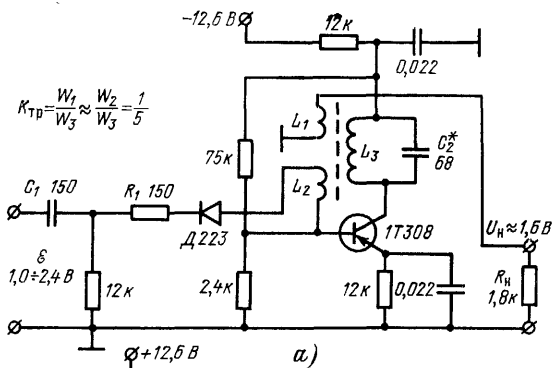


Рис. 3-8.

Если питание меняется только в интервале $\pm 5\%$, можно добиться при $n=3$ полосы в 130% , а при $n=2$ — в 170% . О самопроизвольном изменении n в процессе работы в [71] не сообщается, хотя при таких широких полосах это представляется весьма возможным.

3-2. СИНХРОНИЗАЦИЯ ДВУХКОНТУРНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Как было показано выше, полоса синхронизма, особенно в генераторах с преобладающей асинхронной составляющей, в большой степени определяется крутизной фазовой характеристики избирательной нагрузки. Для расширения полосы нагрузку надо делать с минимальным изменением фазы в заданном диапазоне частот. Некоторые способы уменьшения наклона фазовых характеристик в полосе синхронизма у одноконтурных генераторов были рассмотрены выше. Но избирательная нагрузка может быть сделана и более сложной. Ее можно синтезировать на минимум изменения фазы в заданной частотной области. В частности, можно использовать двухконтурную нагрузку (рис. 3-9,а). Реактивное сопротивление, вносимое из второго контура в первый, имеет знак, противоположный собственному, и при слабой связи заметно изменяется с изменением частоты. В результате в полосе синхронизма реактивное сопротивление основного контура частично компенсируется вносимым. При этом фазовая характеристика нагрузки становится более полой.

При сильной связи вносимые реактансы вблизи нормальных частот практически постоянны и наклон фазовой характеристики получается таким же, как и у одиночного контура. На этот факт обратили внимание авторы работы [72] и использовали его для расширения полосы при синхронизации на основном тоне, а затем при делении и умножении частоты [73].

Управляющая проводимость для схемы рис. 3-9,а при $p=0$ [72]

$$Y(0) = \frac{1}{kR_1} \left[1 + j\xi_1 + \frac{N_c^2}{1 + jM_2(\xi_1 - \xi_p)} \right],$$

где $k=M_{св}/L_1$ — коэффициент обратной связи; $N_c^2=R_1R_2(\omega_1C_{12})^2$ — фактор связи между контурами; $M_2=T_2/T_1 \approx Q_2/Q_1$ — отношение добротностей парциальных контуров; $\xi_p=T_1(\omega_2-\omega_1)$ — обобщенная

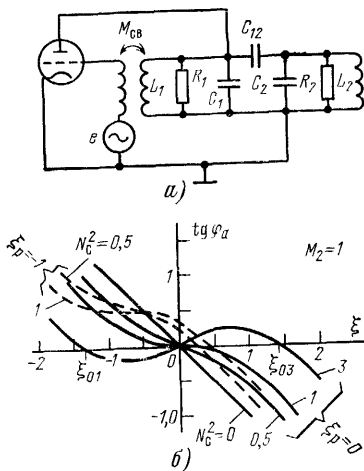


Рис. 3-9.

расстройка между парциальными частотами ω_2 и ω_1 ; $T_{1,2} = 2Q_{1,2}/\omega_{1,2}$ — постоянные времени парциальных контуров, а $\xi_1 = T_1 \left(\frac{m}{n} \omega - \omega_1 \right)$ —

обобщенная расстройка первого парциального контура.

Фазовые характеристики управляющей проводимости

$$\operatorname{tg} \varphi_a = \frac{M_2(\xi_1 - \xi_p) [N_c^2 - M_2 \xi_1 (\xi_1 - \xi_p)] - \xi_1}{1 + N_c^2 + M_2^2 (\xi_1 - \xi_p)^2}$$

для разных N_c при $\xi_p = 0$ (сплошные линии) и $\xi_p = 1$ (пунктир) приведены на рис. 3-9,б. Точки пересечения этих характеристик с осью абсцисс соответствуют частотам свободных колебаний. При слабой связи $N_c^2 < 1/M_2$ имеется одна такая частота, при сильной

связи $N_c^2 > 1/M_2$ — их три, причем колебания на средней из них неустойчивы. Величина $N_c^2 = 1/M_2$ называется критическим фактором связи. При двухконтурной нагрузке и $\xi_p = 0$ фазовые характеристики значительно меньше отклоняются от нуля, чем при одноконтурной ($N_c^2 = 0$). Правда, при больших расстройках из-за уменьшения вносимого реактанса они становятся более крутыми. Поэтому существенный выигрыш в полосе получается лишь при небольших φ_a , т. е. в генераторах с преобладающей асинхронной компонентой. В случае расстроенных контуров ($\xi_p \neq 0$) существенного выигрыша не получается и в таких генераторах. При сильной связи свободные колебания гасят друг друга или происходят на одной из частот ω_{c1} , ω_{c2} ,

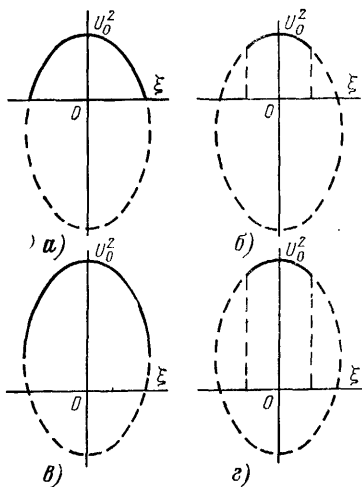


Рис. 3-10.

соответствующих ξ_{01} и ξ_{02} [74], поэтому вокруг них и располагаются области синхронизации. Резонансные характеристики делителя частоты на два при полиномиальной характеристике лампы 3-й степени изображены на рис. 3-10,а—г [75]. За счет повышения порядка системы уравнений и увеличения количества условий устойчивости границы устойчивости не всегда определяются местоположением вертикальных касательных к резонансной кривой (рис. 3-10,б и г), что сужает полосу синхронизма.

При наличии двух собственных частот (сильная связь) с помощью синхронизации можно «переключать» частоту колебаний. Пусть, например, в генераторе происходят колебания с частотой ω_{c1} . После наложения э. д. с. с частотой $\omega \approx n\omega_{c2}/m$ частота колебаний станет равной $m\omega/n$. Если теперь выключить внешнюю силу, установится частота ω_{c2} . Аналогично можно перевести генератор и обратно на частоту ω_{c1} . В общем зависимость частоты колебаний

ω_r от частоты внешней силы соответствует изображенной на рис. 3-11. Если, уменьшая связь между контурами, сближать частоты ω_{c1} и ω_{c3} или увеличивать полосу синхронизма, области синхронизации перекроются. Последнее обстоятельство используется в импульсных СВЧ генераторах для устранения скачков частоты из-за эффекта длинной линии, наблюдаемых при определенных КСВ [76]. При достаточно большой внешней силе генерация происходит всегда на одной частоте. В магнетронных и клистронных генераторах для этого достаточно мощности сигнала, составляющей несколько процентов мощности генератора.

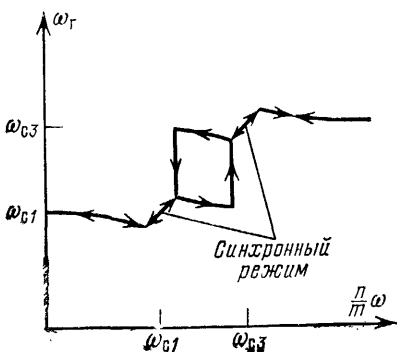


Рис. 3-11.

Рассмотрим подробнее случай слабой связи между контурами, когда в свободном режиме возможна только одна частота колебаний. Как и в одноконтурном генераторе, навязывание частоты колебаниям происходит за счет сдвига фаз между напряжением обратной связи и основной гармоникой тока (1-22): $\psi_1 = -\arctg(I_M/I_N)$.

В случае большой асинхронной компоненты максимальный сдвиг получается при $\pi\varphi = \pm 90^\circ$, когда $\tg \psi_1 = \pm I_s/2I_{01}$. Определив ξ , при которых фаза нагрузки равна этим значениям, можно вычислить полосу синхронизма. Из рис. 3-9,б видно, что при небольших I_s/I_{01} максимальная полоса будет получаться при связи, несколько большей критической. На рис. 3-12,а изображены зависимости полосы от отношения I_s/I_{01} для разных M_2 и N_c^2 [72]. Как и предполагалось, выигрыш в полосе за счет введения второго контура будет тем больше, чем меньше отношение I_s/I_{01} , т. е. чем больше m и n или чем меньше внешняя сила.

Из-за вносимого в первый контур активного сопротивления резонансное сопротивление нагрузки уменьшается, например,

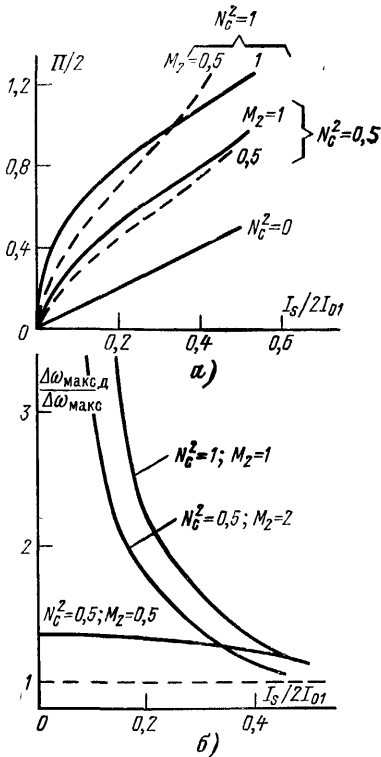


Рис. 3-12.

при $\xi_p = 0$ в $(1+N^2_c)$ раз [72]. Поэтому сравнивать двухконтурный генератор надо с одноконтурным, у которого $R_y = kR_1/(1+N^2_c)$. Такое управляющее сопротивление в одноконтурном генераторе получается с уменьшенной в $(1+N^2_c)$ раз добротностью контура. Уменьшение добротности во столько же раз увеличивает полосу синхронизма. Поэтому выигрыш в полосе за счет связи со вторым контуром будет меньше, чем это следует из рис. 3-12,а. Зависимости отношения полос синхронизма двухконтурного $2\Delta\omega_{\max.d}$ и одноконтурного $2\Delta\omega_{\max.e}$ генераторов с одинаковым резонансным сопротивлением от I_s/I_{01} приведены на рис. 3-12,б [72]. Выигрыш в полосе существует и при сильном преобладании асинхронной составляющей может достигать значительной величины. Теоретические рассуждения полностью подтверждены в [72] экспериментом.

3-3. СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ИНЕРЦИОННЫМ АВТОСМЕЩЕНИЕМ

В ряде автогенераторов смещение на нелинейном элементе выгодно делать автоматическим. В этом случае напряжение смещения зависит от амплитуд сигналов на нелинейном элементе, а иногда и от разности фаз между ними, поэтому количество уравнений стационарного режима увеличивается, как это было, например, при исследовании ДЗС. В этом делителе смещение приблизительно зависит только от одного сигнала, вследствие чего дополнительное уравнение получается простым. Если оба сигнала подаются на

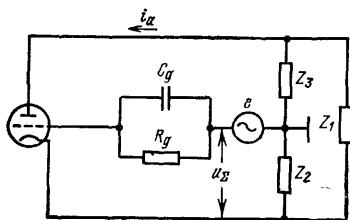


Рис. 3-13.

управляющую сетку, постоянная составляющая сеточного тока зависит не только от амплитуд этих сигналов, но и от разности фаз между ними [10, 11]. Исследование при этом значительно усложняется, и без использования ЦВМ его, удастся провести лишь с существенной погрешностью.

В качестве цепи автосмещения обычно используется RC -цепочка, поэтому в переходном режиме она описывается дифференциальным уравнением первого порядка. Если постоянная времени RC -цепочки много меньше постоянной времени нагрузки, инерционностью цепочки можно пренебречь. Тогда в переходном режиме она будет описываться алгебраическим уравнением. В противном случае порядок системы дифференциальных уравнений повышается, что отражается и на условиях устойчивости стационарного режима.

В качестве примера рассмотрим синхронизацию на основном тоне генератора по схеме рис. 3-13. При внешнем смещении он исследовался в § 1-6. В рассматриваемом случае к уравнениям (1-53) добавляется укороченное уравнение цепи сеточного автосмещения [1]:

$$T_g p E + E = -I_{g0} R_g, \quad (3-12)$$

где I_{g0} — постоянная составляющая тока сетки; $T_g = R_g C_g$ — постоянная времени цепи автосмещения.

При автосмещении генератор, как правило, работает в режиме больших сигналов, когда хорошую точность дает не полиномиальная, а полигональная аппроксимация. В этом случае

$$I = SU_{\Sigma} \gamma_1 (\cos \theta); \quad (3-13)$$

$$I_{g0} = S_g U_{\Sigma} \gamma_0 (\cos \theta_c); \quad (3-14)$$

причем $\cos \theta$ и $\cos \theta_c$ вычисляются по формулам (2-4), (2-5) с заменой в них U на U_{Σ} .

Уравнения (1-53) и (3-12) с учетом (3-13), (3-14) исследовались в [77]. При этом использовалась аппроксимация

$$\gamma_1 (\cos \theta) \approx \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4}{\pi} \cos \theta \right), \quad (3-15)$$

справедливая в интервале $|\cos \theta| \leq \pi/4$.

Уравнения стационарного режима получаются из (1-53) и (3-12) при $p=0$. Избавляясь от $\sin \varphi_{\Sigma}$ и $\cos \varphi_{\Sigma}$, их можно свести к двум уравнениям. Одно из них имеет вид (1-54), причем в нем $S_1(U_{\Sigma}) = -\frac{S}{2} \left(1 - \frac{4}{\pi} \cos \theta \right)$. Второе уравнение, совпадающее с (3-14), легко преобразуется в (2-6).

Амплитуда свободных колебаний $U_{св}$ определяется при $\mathcal{E}=0$ и $\xi=0$:

$$U_{св} = -2SR_y E' / \pi g_p.$$

Здесь

$$g_p = 1 - \frac{SR_y}{2} \left(1 - \frac{4}{\pi} \cos \theta_c \right).$$

Тогда для нормированных амплитуд y_{Σ} и λ (1-57) уравнение (1-54) принимает вид:

$$g_p^2 (y_{\Sigma} - 1)^2 + y_{\Sigma}^2 \xi^2 = \lambda^2 (1 + \xi^2).$$

По нему для различных λ на рис. 3-14,а построено семейство резонансных кривых [78]. На этом же рисунке нанесена граница аппроксимации γ_1 -функции (3-15). Кривые ниже этой границы построены в предположении, что при таких амплитудах лампа работает в линейном режиме. Они всегда соответствуют неустойчивым режимам, поэтому мы их обсуждать не будем.

Для определения устойчивости переменным U_{Σ} , φ_{Σ} , E надо дать малые возмущения относительно стационарных значений и получить из (1-53) и (3-12) систему трех уравнений в вариациях. При принятых аппроксимациях характеристическое уравнение $a_0 p^3 + a_1 p^2 + a_2 p + a_3 = 0$ линеаризованной системы имеет коэффициенты

$$a_0 = T'_g; \quad a_1 = T' + T'_g (r_g + h); \quad a_2 = T'_g (\xi^2 / g_p^2 + r_g h) + T' (r_g + 1); \quad a_3 = T' (r_g + \xi^2 / g_p^2).$$

Эквивалентная постоянная времени цепи автосмещения

$$T'_g = \frac{T_g}{R_g (1/R_g + \partial I_{g0} / \partial E)} = \frac{T_g}{1 + S_g R_g \theta_c / \pi}$$

учитывает проводимость участка сетка — катод $\partial I_{g0}/\partial E$ для малых возмущений. Эквивалентная постоянная времени контура

$$T' = \frac{T}{g_p} = \frac{T}{R_y (1/R_y - dI/dU_\Sigma)}$$

учитывает поправку к управляющей проводимости за счет проводимости лампы dI/dU_Σ при безынерционном автосмещении. Остальные параметры определяются формулами

$$h = \frac{1/R_y - \partial I/\partial U_\Sigma}{1/R_y - dI/dU_\Sigma} = \frac{2 - SR_y}{2g_p}; \quad r_g = \frac{1/R_y - I/U}{1/R_y - dI/dU}.$$

Согласно критерию Гурвица для устойчивости необходимо выполнение условий: 1) $a_0 > 0$; 2) $a_1 > 0$; 3) $a_3 > 0$; 4) $a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0$. Первое условие выполняется всегда. Рассмотрение же остальных показывает, что достаточными являются два последних. Граница устойчивости, соответствующая

третьему условию, не зависит от постоянной времени T_g и совпадает с местоположением вертикальных касательных к резонансным кривым. На рис. 3-14,а ей соответствует кривая L_A . Вторая граница N_A получается разной при различных T_g . В общем случае полоса синхронизма при $T_g \neq 0$ меньше, чем при безынерционном автосмещении. Сокращение полосы особенно заметно для больших \mathcal{E} . Как показали расчеты в [77], при больших $S_g R_g$ (больше 50) полоса при больших λ существенно сокращается уже при $T_g = 1,5T \div 2T$. На рис. 3-14,б приведены теоретические и экспериментальные зависимости полосы синхронизма для генератора с $f_0 = 214$ кГц, $Q = 70$, $SR_y = 6$ и $S_g R_g = 50$ [77]. При малых \mathcal{E} емкость C_g в широких пределах не влияет на полосу, ибо границей устойчивости здесь является кривая L_A (рис. 3-14,а). При больших C_g синхронный режим устанавливался при меньшей расстройке, чем исчезал,

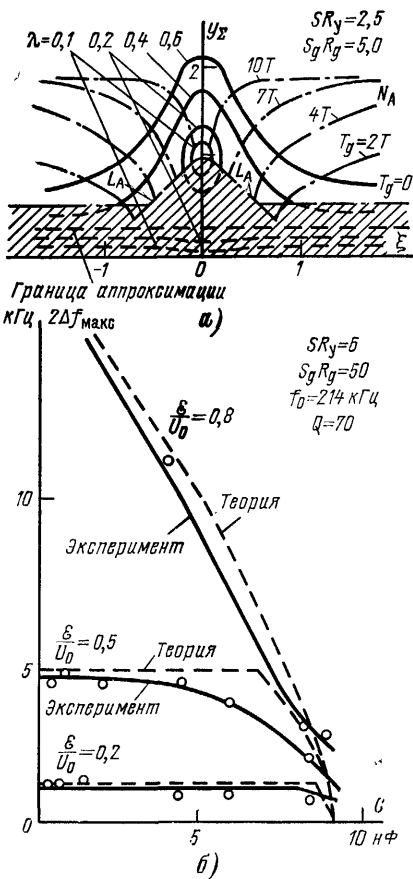


Рис. 3-14.

т. е. полоса захвата была меньше полосы синхронизма. С ростом T_g/T их отношение уменьшалось.

3-4. МНОГОКАСКАДНЫЕ ДЕЛИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Обычно требуемая мощность синхронизирующего сигнала меньше мощности собственных колебаний, поэтому можно последовательно соединять несколько синхронизированных генераторов. По такому принципу, например, выполняется синхронный усилитель ЧМ сигнала с большим коэффициентом усиления. Но наиболее широкое применение каскадное включение синхронизированных генераторов нашло при построении делителей частоты. В принципе любые делители частоты с равной выходной мощностью могут быть соединены в цепочку. Однако проще всего это сделать в схемах на многоэлектродных нелинейных элементах, в которых источник внешней силы развязан от напряжения колебаний генератора. При проникновении сигнала с последующего каскада на предыдущий может ухудшиться устойчивость работы последнего и уменьшиться его полоса синхронизма. Кроме того, в этом случае значительно усложняется настройка делителя. Поэтому каскады делителя частоты желательно развязывать между собой, не допуская обратного «пролезания» сигналов. В СВЧ диапазоне это можно сделать, например, с помощью вентиля и циркуляторов. В низкочастотной области для этой цели служат развязывающие каскады, которые одновременно обеспечивают постоянство нагрузки делителя. Поскольку резонансная частота делителя ниже частоты действующего на него сигнала, он обладает реактивным входным сопротивлением, изменяющимся при перестройке и вариациях режима. Это также усложняет настройку многокаскадного делителя, особенно при числе каскадов более двух. Тем не менее в принципе возможно построение многокаскадных делителей частоты и без развязывающих каскадов даже на нелинейных двухполюсниках. Например, в [78] приводятся такие схемы на туннельных диодах. Однако все же лучше применять развязывающие каскады. На рис. 3-15 в качестве примера приведена схема трехкаскадного делителя частоты 340 МГц на 100 (:4:5:5). Между каскадами стоят каскадные усилители на микросхемах. Полоса синхронизма такого делителя достигает 12% при амплитуде внешней силы около 75 мВ. Делитель работает и при замене

микросхем усилителями на одном транзисторе, но настройка оказывается более сложной.

При соединении k каскадов с коэффициентами деления n_1, n_2, \dots, n_k общий коэффициент деления $N_0 = n_1 n_2 \dots n_k$. Следовательно, может быть реализован не

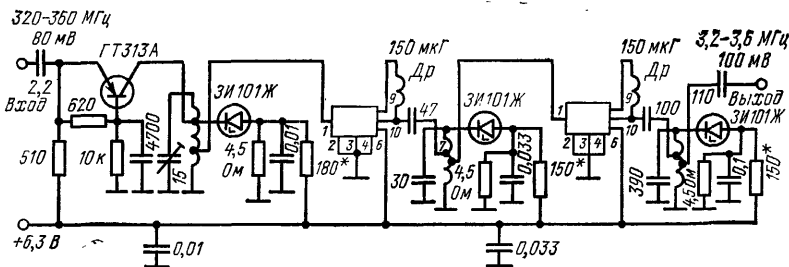


Рис. 3-15.

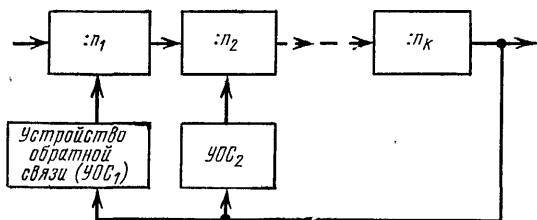


Рис. 3-16.

любой коэффициент. Он обязательно должен состоять из ряда простых сомножителей. От этого недостатка свободен делитель с межкаскадными обратными связями (рис. 3-16). Он позволяет получить любой целочисленный коэффициент деления. Достигается это за счет подачи напряжения обратной связи с последнего на один или несколько первых каскадов, в результате чего их коэффициенты деления становятся дробными.

Если сигнал обратной связи подается только на первый каскад, для получения коэффициента деления $N = N_0 \pm k_c$ коэффициент деления первого каскада должен равняться $N/n_2 n_3 \dots n_k$. Он получается за счет взаимодействия на нелинейном элементе трех сигналов: напряжения внешней силы с частотой ω , напряжения межкас-

кадной обратной связи с частотой ω/N и напряжений внутрикаскадной обратной связи с частотой $n_2 n_3 \dots n_k \omega/N$. Среди большого числа различных комбинационных составляющих будут компоненты, имеющие частоту $n_2 n_3 \dots n_k \omega/N$ и отличающиеся по фазе от напряжения внутрикаскадной обратной связи. Наибольшая из них есть комбинация основного тона напряжения внешней силы (ω), k_c -й гармоники напряжения межкаскадной обратной связи ($k_c \omega/N$) и $(n_1 - 1)$ -й гармоники напряжения внутрикаскадной обратной связи ($(n_1 - 1) n_2 \dots n_k \omega/N$). Порядок этой комбинационной составляющей $(n_1 + k_c)$ не намного больше порядка полезной составляющей при обычном делении, поэтому и полоса синхронизма может быть получена достаточно широкой. Поскольку в используемой комбинации принимает участие k_c -я гармоника напряжения межкаскадной обратной связи, его амплитуда должна быть относительно большой. Может оказаться полезным специальное искажение формы этого сигнала. Когда $k_c \geq n_1$, целесообразно подавать сигнал обратной связи на несколько первых каскадов.

Предложенный делитель является системой с обратной связью, поэтому исследовать покаскадно его нельзя. Необходимо рассматривать всю систему в целом. А она даже при одноконтурных нагрузках описывается $2k$ взаимосвязанными дифференциальными уравнениями. Исследование двухкаскадного делителя с большими асинхронными составляющими проведено в [79]. Оказалось, что существуют оптимальные значения напряжений внешней силы и межкаскадной обратной связи, при которых полоса синхронизма максимальна. Допустима некоторая расстройка между контурами каскадов. Сдвиг фаз в кольце обратной связи между каскадами обычно приводит к сужению полосы синхронизма, а в некоторых случаях внутри нее возникают биения.

Иногда в двухкаскадных делителях частоты специальной цепи межкаскадной обратной связи можно не ставить. Бывает достаточно обратного прохождения сигнала через цепь синхронизации второго каскада. Таким способом удавалось получить деление частоты 3 ГГц на 80 и 82 в полосе около 0,5 % в двухкаскадном делителе (:9:9), выполненном на туннельных диодах.

В табл. 3-3 приведены значения полосы синхронизма лампового трехкаскадного делителя с $n_2 = n_3 = 3$ для слу-

чая, когда обратная связь подавалась с последнего только на первый каскад. Для каждого N режим подбирался таким, чтобы полоса синхронизма была максимальной. Коэффициент деления изменялся сменой частоты входного сигнала без перестройки контуров. При больших $|k_c|$ целесообразно сигнал обратной связи подавать на первый и второй каскады. За счет этого удавалось расширить полосу синхронизма при $N=31$ до 0,6%, а при $N=32$ — до 0,5%.

Таблица 3-3

k_c	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
N	14	15	16	17	18	19	20	21	22
$\delta, \%$	0,35	0,5	0,55	1,3	1,8	1,4	0,8	0,35	0,25
N	23	24	25	26	27	28	29	30	31
$\delta, \%$	0,15	0,3	0,5	1,25	1,65	1,35	0,45	0,04	0,03
N	32	33	34	35	36	37	38	39	40
$\delta, \%$	0,03	0,05	0,2	0,6	1,35	0,4	0,15	0,05	0,03

Подобные делители могут найти широкое применение на частотах выше 50 МГц, где трудно использовать релаксационные делители на триггерах, также позволяющие получать любые коэффициенты деления.

Глава четвертая

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

4-1. УСТАНОВЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Для многих практических применений весьма существен этап установления стационарного режима, например, при синхронизации генераторов радиоимпульсами или синхронизации импульсных генераторов. Здесь очень важным параметром оказывается время установления синхронных колебаний. С анализом переходных процессов связано и изучение синхронизации генераторов манипулированными или модулированными сигналами, синхронизации при наличии импульсных помех и ряд других вопросов.

Переходные процессы в синхронизированном автогенераторе описываются символическим уравнением (1-24), которое для одноконтурного генератора преобразуется в (1-27) или (1-28). Это нелинейные дифференциальные уравнения, поэтому их решение в общем случае возможно лишь численными или качественными методами. Запишем уравнения (1-27) в форме

$$\left. \begin{aligned} T p U &= F(U, \varphi); \\ UT p \varphi &= \Phi(U, \varphi). \end{aligned} \right\} \quad (4-1)$$

В изохронных генераторах

$$\left. \begin{aligned} F(U, \varphi) &= \left(I_{01} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa c} \cos \kappa n \varphi \right) R_y - U; \\ \Phi(U, \varphi) &= -\frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa s} \sin \kappa n \varphi R_y - \xi U. \end{aligned} \right\} \quad (4-2)$$

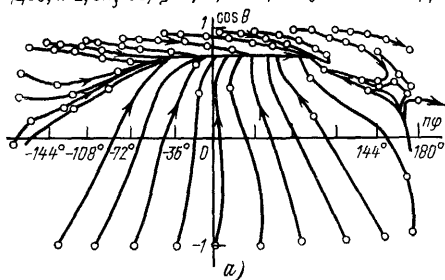
Система (4-1) справедлива для генераторов с внешним или безынерционным автоматическим смещением. Если цепь автосмещения инерционна, необходимо добавить и ее дифференциальное уравнение.

Переходные процессы удобно рассматривать на фазовой плоскости U, φ в полярных или декартовых координатах. Характер фазового портрета зависит от типа и положения особых точек и предельных циклов. Особые точки, как правило, соответствуют стационарным режимам и являются точками пересечения амплитудной $F(U, \varphi) = 0$ и фазовой $\Phi(U, \varphi) = 0$ кривых. Часть из них неустойчива. В полярных координатах амплитудная кривая является изоклиной радиальных касательных, а фазовая — изоклиной касательных, перпендикулярных к радиусу. В декартовых координатах амплитудная и фазовая кривые совпадают соответственно с изоклинами горизонтальных и вертикальных касательных. Фаза φ в выражениях для F и Φ входит в виде функций $\cos \kappa n \varphi$ и $\sin \kappa n \varphi$ ($\kappa = 1, 2, \dots$). Поэтому стационарные режимы и фазовые траектории на участке $0 \leq U \leq \infty$; $-\pi < n\varphi \leq \pi$ повторяются через $n\varphi = 2\pi$. Фазовая плоскость разбивается на области притяжения устойчивых стационарных режимов, разделяющиеся сепаратрисами, проходящими через особые точки типа седла. При от-

сутствии таких точек граница между областями не является сепаратрисой в настоящем смысле этого слова и данное название будет условным.

Конкретный вид фазового портрета зависит от типа генератора и его режима. Они получаются самыми раз-

ДЗС, $n=2$, $SR_y=32$, $\xi=-0,35$, $a=b=1$, $\cos \theta_0=1$



ДЗС, $n=2$, $SR_y=4$, $\xi=-0,25$, $a=b=1$, $\cos \theta_0=1$

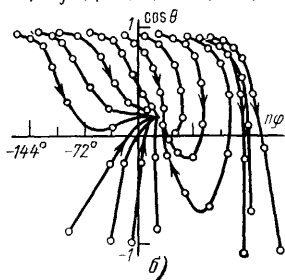


Рис. 4-1.

нообразными. На рис. 4-1, а, б приведены в координатах $p\varphi$, $\cos \theta$ портреты делителя частоты с воздействием на защитную сетку. Расстояния между точками на фазовых

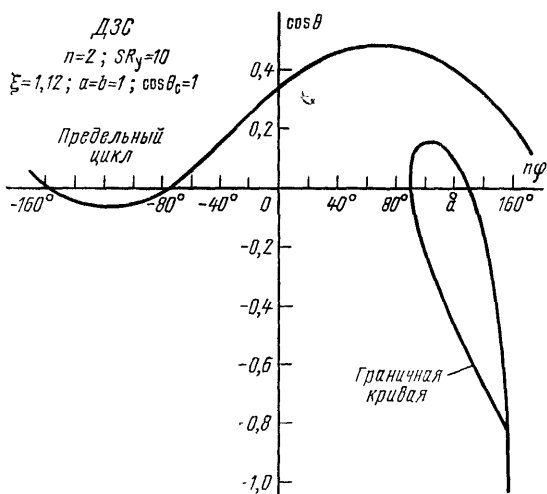


Рис. 4-2.

траектории соответствуют равным интервалам времени. По густоте этих точек можно судить о скорости процессов. Напомним, что $\cos \theta$ (2-8) является мерой амплитуды колебаний. В таких координатах режим $U=0$ выпадает из рассмотрения. На рис. 4-1,а имеются две стационарные точки: седло и устойчивый узел. Через седло проходит сепаратриса, правее которой фазовые траектории направлены к соседней устойчивой особой точке, расположенной в области $180^\circ < n\varphi < 540^\circ$. Такой фазовый портрет соответствует резонансной характеристике типа приведенной на рис. 1-10,б. При характеристике рис. 1-10,а неустойчивая особая точка отсутствует, что и получилось на рис. 4-1,б. В делителе возможен режим одновременного существования устойчивой особой точки и предельного цикла, соответствующего биениям (рис. 4-2). Это получается при небольших регенерациях для $n=2$ вблизи границы полосы синхронизма. Области притяжения к предельному циклу и устойчивой особой точке a разделяются граничной кривой.

Иногда на интервале $n\varphi=2\pi$ получается несколько устойчивых состояний равновесия. Это характерно для генераторов без асинхронной составляющей. Например, в двухтактном делителе частоты при $n=4$ помимо $U=0$ таких режимов два, при $n=5$ —три, а при $n=6$ —пять. Фазовые портреты этого делителя для $\xi=0$ и $\cos \theta_c=1$ изображены на рис. 4-3 (а— $n=4$, $A_1SR_y=$

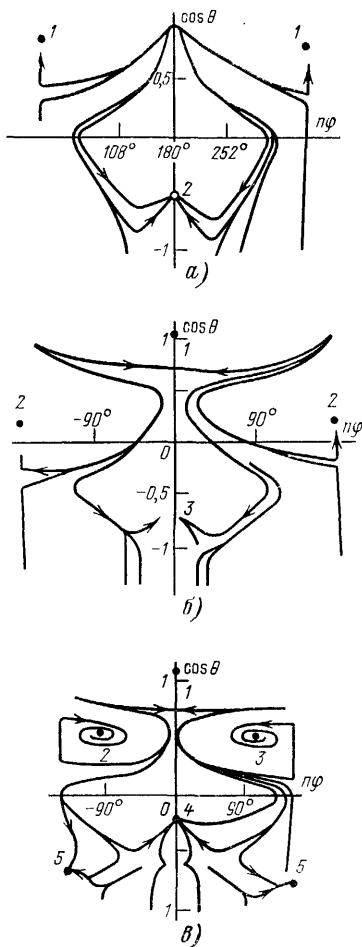
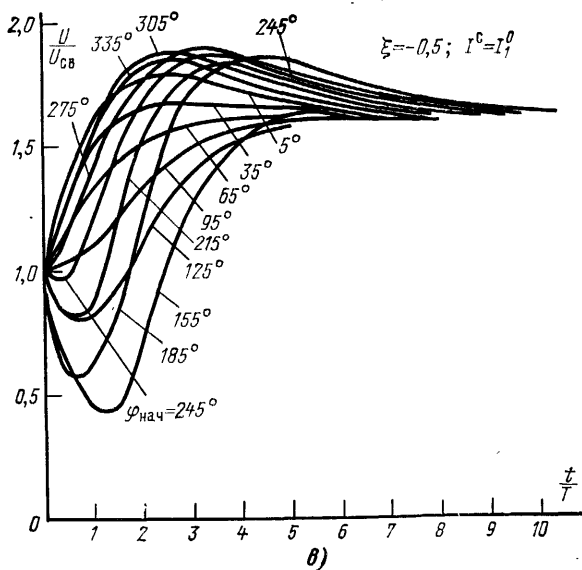
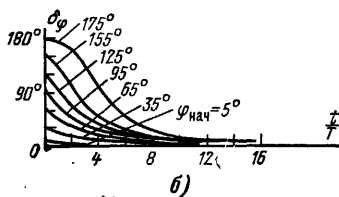
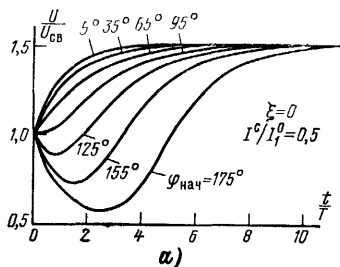


Рис. 4-3.

≈ 25 ; $\delta - n = 5$, $A_1 SR_y = 40$; $\sigma - n = 6$, $A_1 SR_y = 120$; 1, 2, 3, 4, 5 — точки стационарного режима). Если от $\cos \theta$ перейти к U , то самой большой областью притяжения к стационарному режиму будет верхняя. При несимметрии схемы она еще больше увеличивается, а другие области уменьшаются или даже совсем пропадают. Поэтому в реальных схемах, как правило, наблюдается только один режим — с большей амплитудой.

Законы установления амплитуды и фазы бывают аperiodическими и колебательными. Колебательный за-



кон более характерен для генераторов с малой асинхронной составляющей и без нее. Время переходного процесса меняется в широких пределах и, как правило, составляет несколько единиц или десятков постоянной времени контура генератора T . Оно всегда сильно возрастает, если начальная точка находится вблизи седла, а при небольшом отклонении от стационарного режима переходный процесс может закончиться и быстрее, чем за T . Соотношения между временами установления амплитуды и фазы тоже бывают самыми разнообразными.

Поскольку время установления зависит от начальных условий, его целесообразно определять статистически. Отсчет времени ведется от момента подключения внешней силы к работающему генератору. Поэтому начальную амплитуду принимаем равной амплитуде свободных колебаний. Начальная же фаза случайна. Решая дифференциальные уравнения, можно определить поведение отклонения фазы $\delta_\varphi = \varphi - \varphi_0$ при разных начальных значениях $\varphi_{\text{нач}}$. По зависимости $\delta_\varphi(\varphi_{\text{нач}}, t)$ легко определить дифференциальный закон распределения для каждого момента времени $W(\delta_\varphi, t)$. Поскольку все значе-

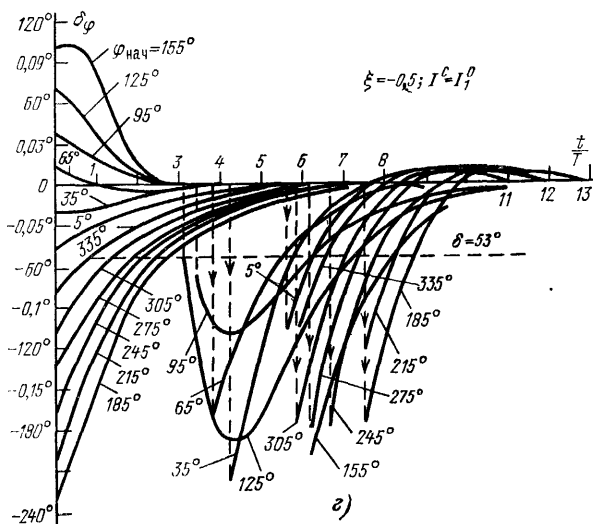


Рис. 4-4.

ния $\varphi_{\text{нач}}$ на интервале 2π равновероятны,

$$W(\delta_\varphi, t) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\varphi_{\text{нач}}}{d\delta_\varphi} \right|.$$

Время установления можно определить по изменению срединного отклонения $\delta_{\text{ср}}$, которое находится из условия, что вероятность попадания фазы в интервал $2\delta_{\text{ср}}$ равна 0,5, а по обе стороны от этого интервала — по 0,25. С течением времени $\delta_{\text{ср}}$ стремится к нулю.

В [80] так исследуется синхронизация на основном тоне генератора с трансформаторной обратной связью и сеточным безынерционным автосмещением при аппроксимации характеристики лампы параболой с отсечкой. Синхронизирующий источник тока подключен к коле-

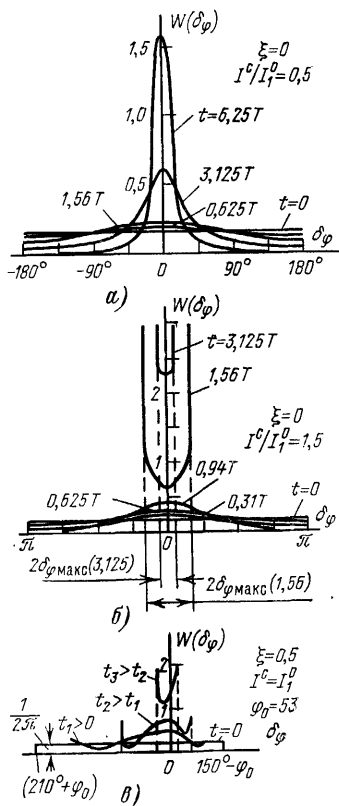


Рис. 4-5.

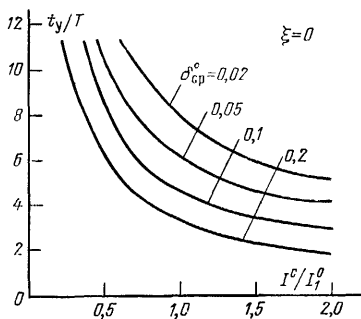


Рис. 4-6.

бательному контуру. Кривые установления амплитуды и фазы при настроенном контуре и амплитуде синхронизирующего сигнала I^c , равной половине амплитуды первой гармоники анодного тока свободного генератора, приведены на рис. 4-4, а, б. В данном режиме на фазовой плоскости имеются особые точки типа седла. Их координаты

ната $\varphi = \pm \pi$. Поэтому при $\varphi_{\text{нач}} \approx \pm \pi$ процесс установления длится очень долго и для любого конечного t существует вероятность того, что фаза будет сильно отличаться от стационарного значения. На рис. 4-5,а показаны законы распределения фазы для нескольких значений t .

При больших внешних силах седла пропадают. Поэтому при любой начальной фазе изображающая точка попадет в окрестность стационарного режима за конечное время. В результате через некоторое t отклонение $|\delta_\varphi|$ не будет превышать какого-то значения $\delta_{\varphi \text{ макс}}$ и закон распределения примет качественно иной характер (рис. 4-5,б).

За время установления t_y можно принять такое t , после которого $\delta_{\text{ср}}$ будет всегда меньше заданного значения $\delta^0_{\text{ср}}$. На рис. 4-6 показаны зависимости t_y от I^c для разных $\delta^0_{\text{ср}}$. С увеличением внешней силы стационарный режим устанавливается быстрее.

В расстроенном генераторе ($\xi \neq 0$) стационарное значение фазы отличается от нуля и процессы установления для положительных и отрицательных $\varphi_{\text{нач}}$ получаются разными. Для внешней силы $I^c = I^0_1$ и расстройки $\xi = -0,5$ они показаны на рис. 4-4,в, г. Состоянию равновесия здесь соответствует особая точка типа устойчивого фокуса, поэтому амплитуда и фаза устанавливаются по колебательному закону (окончание процесса установления фазы изображено в более крупном масштабе, увеличение в 100 раз). При этом закон распределения $W(\delta_\varphi)$ меняется, как показано на рис. 4-5,в. Расчеты в [80] показали, что расстройка в пределах $3/4$ полосы синхронизма слабо влияет на время установления. Например, при $I^c = I^0_1$ для $\xi = 0; 0,5$ и $1,0$ разница между t_y не превышает 15%.

У большинства генераторов с асинхронной составляющей при уменьшении синхронизирующего сигнала время установления фазы увеличивается. Время же установления амплитуды меняется слабее и может даже уменьшаться. Поэтому при небольших внешних силах амплитуда устанавливается быстрее фазы. Это иллюстрируется рис. 4-7,а, б, на которых в полярных координатах изображены фазовые портреты лампового делителя частоты на два при подаче внешней силы в колебательный контур [9]. Характеристика лампы аппроксимировалась полиномом третьей степени. При большой

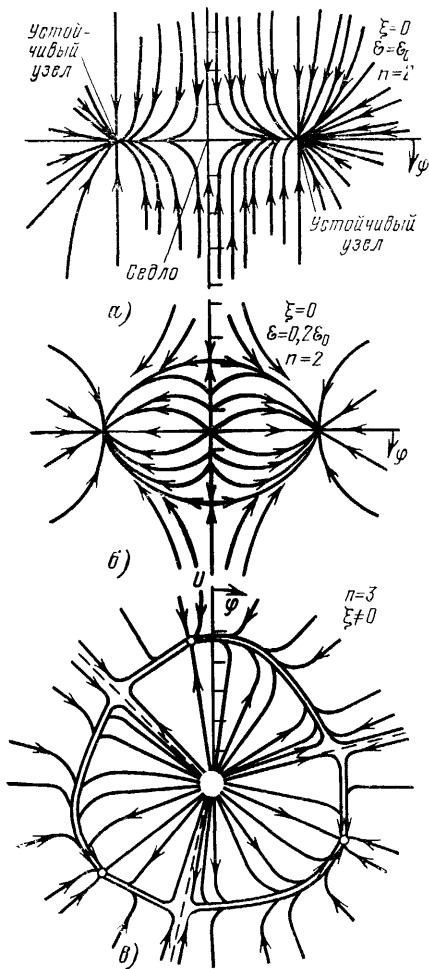


Рис. 4-7.

устанавливается фаза. Процесс установления амплитуды приближенно описывается первым уравнением (1-30) с $\varphi = \varphi_{\text{нач}}$:

$$TpU = \left(I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi_{\text{нач}} \right) R_y - U.$$

При малой внешней силе амплитуда устанавливается так же, как в свободном режиме.

амплитуде ε (рис. 4-7,а), когда неустойчивая точка существует только в начале координат, фаза, как правило, устанавливается гораздо быстрее амплитуды. При не большой ε (рис. 4-7,б), наоборот, обычно быстрее устанавливается амплитуда. С увеличением коэффициента деления вес асинхронной составляющей возрастает и различие в скоростях установления амплитуды и фазы проявляется сильнее. Это, например, видно из фазового портрета делителя частоты на три с полиномиальной характеристикой нелинейного элемента (рис. 4-7,в) [81]. Вообще во всех генераторах с большой асинхронной составляющей сначала при практически неизменной фазе быстро происходит почти полное установление амплитуды (единицы T), а затем уже медленно

При рассмотрении процесса установления фазы амплитуду колебаний можно считать равной U_0 , поэтому он будет описываться уравнением (1-87). Амплитуда при этом немного меняется в соответствии с (1-86).

Уравнение (1-87) интегрируется, и процесс установления фазы выражается в элементарных функциях (1-90). Решение может быть записано и в более компактной форме:

$$\cos n\varphi(t) = \frac{1 - \Gamma^2 e^{-2\Delta_p t}}{1 + 2\Gamma e^{-\Delta_p t} \sin n\varphi_0 + \Gamma^2 e^{-2\Delta_p t}} \cos n\varphi_0,$$

где

$$\Delta_p = n\Delta\omega_{\max} \cos n\varphi_0; \quad \Gamma = \frac{\cos(n\varphi_{\text{нач}} - n\varphi_0) - 1}{\sin n\varphi_0 - \sin n\varphi_{\text{нач}}}.$$

На рис. 4-8 приведены кривые [82], показывающие изменение фазы колебаний для различных расстроек $\Delta\omega > 0$ при $n\varphi_{\text{нач}} = 90^\circ$. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют стационарным значениям фазы $n\varphi_0$.

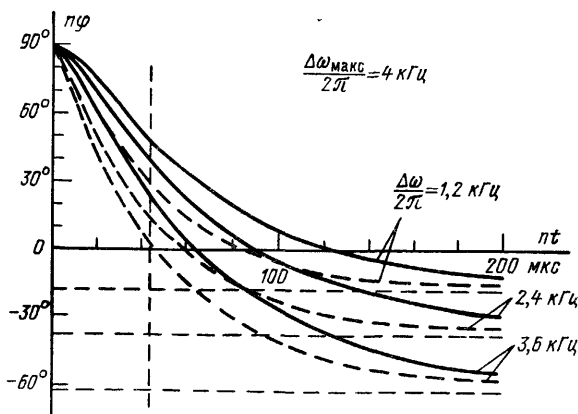


Рис. 4-8.

По приведенным кривым можно определить поведение фазы и для $n\varphi_{\text{нач}} < 90^\circ$. Для этого надо сместить начало отсчета времени. Например, для $n\varphi_{\text{нач}} = 45^\circ$ и $\Delta\omega/2\pi = 1200 \text{ Гц}$ начало отсчета совпадает с вертикальной пунктирной линией. Фазовые кривые для $n\varphi_{\text{нач}} > 90^\circ$ по-

лучаются симметричным продолжением вверх кривых рис. 4-8 относительно вертикальной оси и соответствующим смещением начала отсчета. Пунктиром на рисунке обозначены экспериментальные кривые, полученные с ламповым генератором.

Если начальная фаза распределена равномерно в интервале 2π , то

$$W(n\varphi, t) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\varphi_{\text{нач}}}{d\varphi} \right| = \\ = \frac{1}{2\pi} \frac{\cos^2 n\varphi_0}{\operatorname{ch} \Delta_p t + \sin n\varphi_0 (\sin n\varphi - \sin n\varphi_0) +} \rightarrow \\ \rightarrow + \frac{1}{2} [e^{-\Delta_p t} \cos n(\varphi + \varphi_0) - e^{\Delta_p t} \cos n(\varphi - \varphi_0)] \quad (4-3)$$

При нулевой расстройке, когда $n\varphi_0 = 0$, выражение (4-3) упрощается:

$$W(n\varphi, t) = \frac{1}{2\pi} (\operatorname{ch} \Delta_p t - \operatorname{sh} \Delta_p t \cos n\varphi)^{-1}.$$

На рис. 4-9 приведены законы распределения для $\Delta_p t = 0; 1; 2$. С увеличением времени при любых начальных условиях фаза стремится к стационарному значению, а ее распределение к δ -функции. Срединное отклонение постепенно уменьшается, становясь меньше $\delta^0_{\text{ср}}$ через $N_{\text{уст}}$ периодов, причем [83]

$$N_{\text{уст}} = \frac{\omega_0}{2\pi n \Delta \omega_{\text{макс}} \cos n\varphi_0} \ln \frac{2 \cos^2 n\varphi_0}{\delta^0_{\text{ср}}}.$$

Эта формула определяет среднее время установления. Конкретное значение в данном опыте зависит от начальных условий.

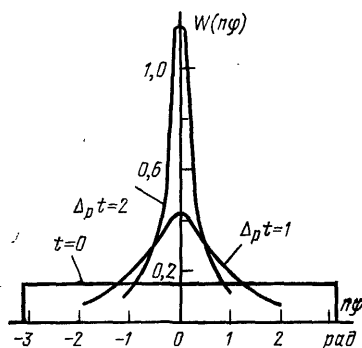


Рис. 4-9.

Поэтому при синхронизации радиоимпульсами со случайными начальными фазами оно в каждом импульсе будет получаться разным. Между импульсами в генераторе происходят свободные колебания с частотой ω_0 , т. е. фаза меняется по закону $\varphi = \varphi_k + \Delta \omega t$, где φ_k — значение фазы в конце импульса. Если за время импульса переходный процесс закончился,

$\varphi_k = \varphi_0$. Начальное значение фазы для следующего импульса определяется фазой этого импульса, длительностью паузы и расстройкой генератора. Возможны неблагоприятные условия, когда начальная фаза такова, что процесс установления за время импульса не закончится, каким бы длинным импульс ни был. Поэтому здесь предпочтительнее генераторы, в которых без внешнего воздействия колебания отсутствуют. При этом фазу возникающих с началом входного импульса колебаний можно «привязать» к фазе внешнего воздействия и даже сделать ее равной стационарному значению [84]. Тогда время установления будет определяться только временем установления амплитуды колебаний. А оно может быть сделано равным нескольким периодам. Выходной сигнал получится в виде радиоимпульсов.

При синхронизации радиоимпульсами непрерывного генератора за счет изменения фазы в общем случае меняется и амплитуда колебаний. Поэтому сигнал генератора получается модулированным и по фазе и по амплитуде.

4.2. СИНХРОНИЗАЦИЯ ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫМ СИГНАЛОМ

Если фаза синхронизирующего сигнала меняется, ее нельзя считать нулевой. Тогда

$$e = \mathcal{E} \cos(\omega t + \psi) \quad (4-4)$$

и в дифференциальных уравнениях (4-1) функции $\sin k n \varphi$ и $\cos k n \varphi$ должны быть заменены на $\sin k(n\varphi - m\psi)$ и $\cos k(n\varphi - m\psi)$. Следовательно, изменение ψ будет вызывать изменения амплитуды и фазы выходного сигнала. Для определения законов их изменения надо решить уравнения (4-1), что в общем виде сделать невозможно. Задача упрощается для генераторов с большой асинхронной составляющей, у которых амплитуду колебаний при изменении ψ можно считать постоянной и равной (1-70). В этом случае переходные процессы описываются одним дифференциальным уравнением, подобным (1-87). Его удобно записать в виде

$$\frac{dn\varphi}{d\tau} = -\frac{n\Pi}{2} \sin(n\varphi - m\psi) - n\xi, \quad (4-5)$$

где $\tau = t/T$ — безразмерное время.

Исследование можно провести на фазовой плоскости $\frac{dn\varphi}{d\tau}$, $n\varphi - m\varphi$. Фазовый портрет для $0 < \xi < \Pi/2$ приведен

на рис. 4-10. Стационарные точки лежат на оси абсцисс. Из них — 2, 4, 6 — устойчивые, а 1, 3, 5 — неустойчивые.

Рассмотрим случай, когда манипуляция фазы входного сигнала осуществляется мгновенно (сплошные ли-

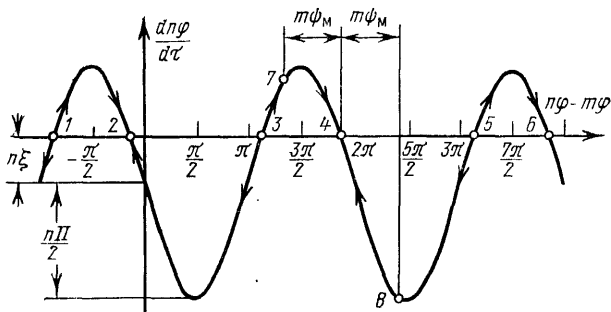


Рис. 4-10.

нии на рис. 4-11). Пусть при этом до момента манипуляции t_1 изображающая точка находилась в положении 4 (рис. 4-10). Тогда в момент t_1 она скачком перейдет

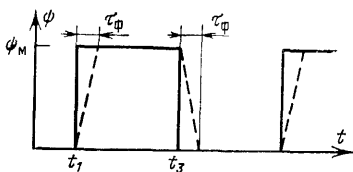


Рис. 4-11.

в положение 7, ибо фаза φ мгновенно измениться не может и, следовательно, разность $n\varphi - m\varphi$ уменьшается на величину $m\varphi_M$. Если новое положение окажется между точками 3 и 4, изображающая точка будет двигаться обратно к положению 4, что означает установление

прежней разности $n\varphi - m\varphi$. Следовательно, при периоде манипуляции T_M , много большем времени установления, фаза получает приращение $\varphi_M = \frac{m}{n} \varphi_M$. При обратной

манипуляции (t_3 на рис. 4-11) изображающая точка скачком перейдет в положение 8, после чего начнет снова перемещаться к положению 4. В результате фаза выходного сигнала получается манипулированной с глуби-

ной манипуляции $\frac{m}{n}\psi_m$. Назовем такой режим возвратным.

Возможен и другой, скользящий режим. Он получится, если после манипуляции изображающая точка окажется левее положения 3. Здесь $dn\varphi/d\tau < 0$ и фаза продолжает уменьшаться, пока изображающая точка не достигнет положения 2. Таким образом, фаза φ получает приращение $\frac{m}{n}\psi_m - \frac{2\pi}{n}$. После обратной манипуляции

изображающая точка переходит вправо, а затем снова притягивается к точке 2. В результате закон изменения фазы выходного сигнала имеет вид, изображенный на рис. 4-12. Фаза уменьшается при каждой манипуляции, т. е. как бы «скользит вниз». За период манипуляции она получает приращение $-2\pi/n$. Это приводит к тому, что средняя частота выходного сигнала становится меньше $m\omega/n$ на величину $2\pi F_m/n$, т. е. «подтягивается» к частоте собственных колебаний ω_0 ($F_m = 1/T_m$ — частота манипуляции).

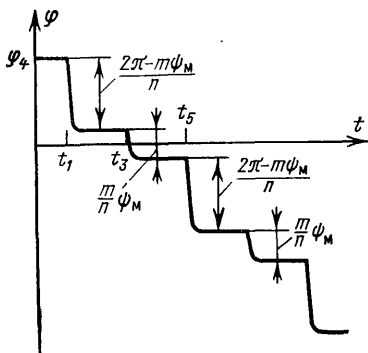


Рис. 4-12.

Аналогичная картина получается и при отрицательной расстройке, только здесь фаза возрастает и средняя частота увеличивается на ту же величину, опять же «подтягиваясь» к резонансной частоте контура.

Разность фаз между точками 3 и 4 равна $2\arccos(2|\xi|/\Pi)$. Следовательно, максимальное значение глубины манипуляции, при которой еще имеет место возвратный режим,

$$\psi_{m.\text{макс}} = \frac{2}{m} \arccos \frac{2|\xi|}{\Pi}. \quad (4-6)$$

При большей глубине получается скользящий режим. Максимально допустимая глубина манипуляции $\psi_m = \pi/m$ будет при настроенном контуре ($\xi=0$).

Предыдущие рассуждения о скользящем режиме справедливы, если глубина манипуляции меньше $2\pi/m - \psi_{\text{м.макс}}$. В противном случае при обратной манипуляции изображающая точка из положения 2 скачком перейдет в положение правее точки 3 и возвратится в положение 4. В результате за период манипуляции фаза φ не изменится, т. е. получится возвратный режим. Однако прямой и обратный ходы сопровождаются дополнительным «проскальзыванием» фазы на величину $\pm 2\pi/n$. Увеличивая глубину манипуляции, можно получить «проскальзывание» на $\pm 2\pi k/n$ ($k=2, 3 \dots$)

Если между переключениями переходные процессы не успевают заканчиваться, каждый новый цикл начинается при начальных условиях, определяемых тем значением фазы, которого система достигла за время предыдущего цикла. В результате глубина манипуляции на выходе будет меньше $m\psi_{\text{м.макс}}/n$.

Время установления зависит от начального и конечного значений фазы, т. е. от расстройки генератора и глубины манипуляции. Если после манипуляции изображающая точка попадет в окрестность неустойчивых точек 1, 3, 5... (рис. 4-10), время установления будет очень большим. Поэтому глубина манипуляции должна всегда отличаться от $\psi_{\text{м.макс}}$ (4-6) не менее чем на $\pm 3^\circ$. При этом манипуляция на выходе будет еще близка к полной, если $F_{\text{м}} \leq (0,16 \div 0,5) \Delta f_{\text{с}}$, где $\Delta f_{\text{с}}$ — полоса синхронизма, вычисленная на частоте выходного сигнала [85]. Недостатком работы с большей частотой манипуляции является зависимость глубины манипуляции на выходе от расстройки генератора и частоты манипуляции [86]. Из-за этого нестабильность частоты контура или синхронизирующего сигнала и изменения частоты манипуляции будут приводить к непостоянству глубины манипуляции на выходе.

В скользящем режиме искажения получаются и при небольшой частоте манипуляции. Этого можно избежать, если переключать фазу плавно. Тогда фаза выходного сигнала может успевать следить за фазой внешней силы. Например, фазу входного сигнала можно менять по закону, проиллюстрированному пунктирной кривой рис. 4-11. Так как переключения фазы не могут происходить мгновенно, подобный закон близок к реальному и при скачкообразном изменении фазы.

В этом случае входной сигнал (4-4) на периоде манипуляции удобно записать в виде

$$e_i = \begin{cases} G \cos(\omega + \delta\omega_m)t & \text{при } 0 \leq t < \tau_\phi; \\ G \cos(\omega t + \psi_m) & \text{при } \tau_\phi \leq t < \frac{1}{2}T_m; \\ G \cos[(\omega - \delta\omega_m)t + \psi_m(1 + T_m/2\tau_\phi)] & \text{при } \frac{1}{2}T_m \leq t < \frac{1}{2}T_m + \tau_\phi; \\ G \cos \omega t & \text{при } \frac{1}{2}T_m + \tau_\phi \leq t < T_m, \end{cases}$$

где $\delta\omega_m = \psi_m/\tau_\phi$. Таким образом, переходный процесс можно рассматривать на четырех участках, на каждом из которых фаза входного сигнала постоянна.

Пусть до момента t_1 фазовый портрет системы соответствовал кривой a на рис. 4-13, a и изображающая

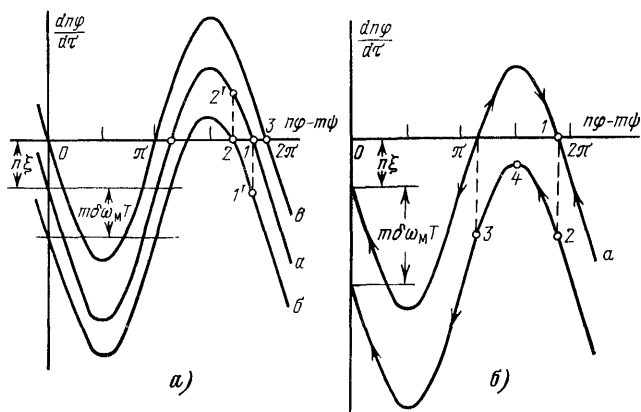


Рис. 4-13.

точка находилась в положении 1. Линейное нарастание фазы ψ , начинающееся с момента t_1 , эквивалентно увеличению частоты входного сигнала на величину $\delta\omega_m$ при той же начальной фазе. Поэтому в момент t_1 изображающая точка перейдет на фазовую траекторию б, соответствующую расстройке $\xi_+ = \xi + m\delta\omega_m T/n$, и займет положение 1'. Здесь $d n\phi / d\tau < 0$ и фаза начнет уменьшаться, стремясь к значению в точке 2. После окончания

фронта, когда частота входного сигнала станет прежней, изображающая точка перейдет на траекторию a в положение $2'$ и будет продвигаться к точке 1 . Аналогичная картина получится и при действии отрицательного фронта. В результате фаза выходного сигнала будет с не-

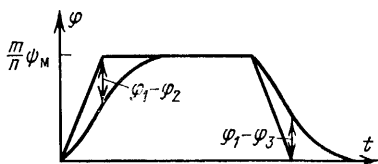


Рис. 4-14.

которой точностью повторять изменение фазы на входе (рис. 4-14). Если за время τ_{ϕ} изображающая точка не успеет дойти до положения 2 , существо процесса не изменится. Но он будет совсем иным, если во время фронта фазовая траекто-

рия сдвинется больше чем на $n(0,5\Pi - \xi)$, что получится при $\tau_{\phi} \leq \tau_{\phi.c} = m\psi_M / 2\pi n(0,5\Delta f_c - \Delta f)$, где $\Delta f = (mf/n - f_0)$ — абсолютная расстройка контура. В этом случае фазовая траектория на участке переднего фронта опускается ниже оси абсцисс (рис. 4-13, б). Изображающая точка из положения 1 переходит в положение 2 и начинает двигаться влево. Если за время τ_{ϕ} она не успеет дойти до точки 3 , то после окончания переднего фронта, вернувшись на траекторию a , она постепенно перейдет в положение 1 . Получится возвратный режим. Если же изображающая точка пройдет левее положения 3 , будет иметь место скользящий режим.

Из (1-88) получается, что время движения из точки 2 в точку 3

$$t_{23} = \frac{-4T}{n\Pi \sqrt{v_+^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{v_+ \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} + 1}{\sqrt{v_+^2 - 1}} \bigg|_{\Theta_2}^{\Theta_3}, \quad (4-7)$$

где $v_+ = 2\xi_+/\Pi$, а Θ_3 и Θ_2 — значения разности фаз $\Theta = n\phi - m\psi$ в точках 3 и 2 соответственно.

Выражение (4-7) весьма сложно и его трудно преобразовать к более простому виду. Удобнее вычислить время движения изображающей точки из положения 2 в 4 , а затем его удвоить. В результате получается:

$$t_{24} = \frac{8T}{n\Pi \sqrt{v_+^2 - 1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(1-v)(v_+ + 1)}{(1+v)(v_+ - 1)}}, \quad (4-8)$$

где $v = 2\xi/\Pi$.

На рис. 4-15 построены зависимости нормированного времени перехода из точки 2 в точку 3 $\tilde{\tau} = 0,5\pi Pt_{23}/T = \pi n \Delta f_{ct_{23}}$ от дополнительной расстройки $v_d = m\psi_m / \pi n \Delta f_{ct_{\phi}}$, получающейся во время переднего фронта, при разных начальных расстройках v . Чем больше дополнительная расстройка v_d , тем выше скорость дви-

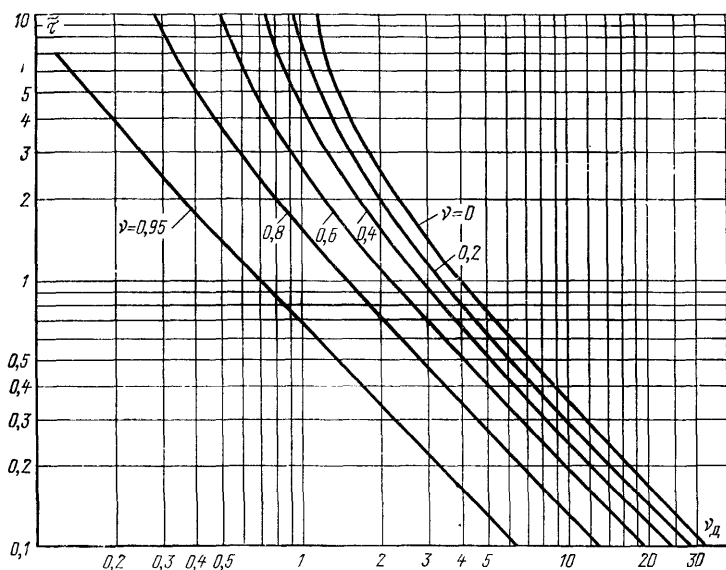


Рис. 4-15.

жения изображающей точки по фазовой траектории. Поэтому и время движения из точки 2 в точку 3 становится меньше. Оно также уменьшается при увеличении v , ибо при этом точки 2 и 3 сближаются.

При больших расстройках $v_+ \gg 1$, когда движение по фазовой траектории близко к равномерному,

$$\tilde{\tau} \approx \frac{4}{v_+} \text{a} \text{ctg} \sqrt{\frac{1-v}{1+v}}.$$

Для отрицательных расстройек скользящий режим раньше наступает на заднем фронте. Зависимости $\tilde{\tau}$ здесь будут такими же, как и на рис. 4-15, если вместо v и v_d рассматривать $-v$ и $-v_d$.

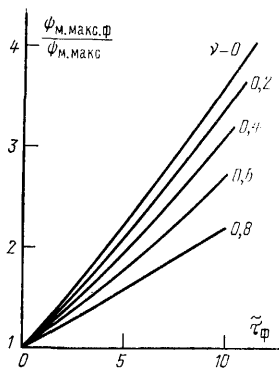


Рис. 4-16.

в возвратном режиме при большей глубине манипуляции. При большой длительности фронта $\psi_{м.макс.ф} \approx \tilde{\tau}_ф (1-\nu)/m$, а максимальная начальная расстройка, для которой еще получается возвратный режим,

$$|\nu|_{\text{макс}} = 1 - \frac{m\psi_{м}}{n\pi\Delta f_c \tau_{ф}}.$$

Без фронтов возвратный режим при $m\psi_{м}/n=\pi$ получался только для $\xi=0$. В реальных системах фронты всегда существуют, поэтому такую манипуляцию можно осуществить в полосе расстроек $|\nu| \leq |\nu|_{\text{макс}}$. Например, в [90] сообщается о получении мощного фазоманипулированного на 180° СВЧ сигнала путем синхронизации на основном тоне импульсного магнетронного генератора 9,3 ГГц. Фазовая когерентность внутри импульса и от импульса к импульсу наблюдалась при усилении 40 дБ. Время переключения фазы не превышало 100 нс, причем авторы предполагают, что оно определялось временем переключения фазы входного сигнала, процессы же в самом генераторе происходят гораздо быстрее. Таким способом можно получать мощные фазокодированные СВЧ импульсы.

4-3. ПЕРЕСКОКИ ФАЗЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ

Под действием импульсной помехи амплитуда и фаза колебаний генератора получают некоторые приращения $\Delta U_{п}$ и $\Delta \phi_{п}$, в результате которых изображающая точка

Чтобы не было скользящего режима, длительность фронта $\tau_{ф}$ должна быть меньше времени t_{23} . Зная связь между $\psi_{м}$, $\tau_{ф}$ и $\nu_{д}$, нетрудно определить максимальную глубину манипуляции $\psi_{м.макс.ф}$, при которой для заданной $\tau_{ф}$ еще получится возвратный режим. На рис. 4-16 приведены зависимости $\psi_{м.макс.ф}$ от относительной длительности фронта

$\tilde{\tau}_{ф} = \pi n \Delta f_c \tau_{ф}$. Зависимости нормированы к величине $\psi_{м.макс}$ (4-6). Неидеальность фронтов позволяет работать

уходит из состояния равновесия. Если при этом она попадает в область притяжения другой устойчивой точки, происходит скачок амплитуды и фазы. Поскольку стационарные состояния повторяются через $n\varphi = 2\pi$, чаще всего бывают перескоки фазы, кратные $2\pi/n$, при неизменной амплитуде. Скачок, сопровождающийся увеличением фазы, будем называть положительным, а противополож-

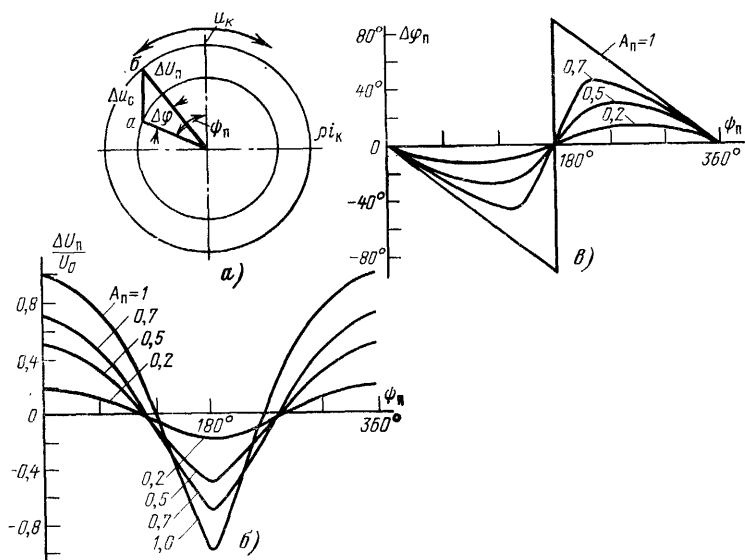


Рис. 4-17.

ный ему—отрицательным. Когда $U=0$ является устойчивым состоянием равновесия, например в генераторах без асинхронной составляющей, могут иметь место и сбои, т. е. срыв колебаний генератора.

При достаточно добротном контуре процесс в нем на фазовой плоскости мгновенных значений тока и напряжения ($p i_k, u_k$) приближенно изображается окружностью с радиусом $u_{k, \text{макс}} = \sqrt{2W_k/C_k}$, где C_k — полная емкость контура, а W_k — реактивная энергия в нем [88]. Если на контур поступает короткий импульс тока с зарядом $\Delta q = \Delta I_n \Delta t_n$ (ΔI_n — высота импульса, а Δt_n — его длительность, много меньшая периода колебаний), ток в контуре не успевает измениться и весь заряд поступает на конденсатор. Напряжение на нем «скачком» меняется на

величину $\Delta u_c = \Delta q / C_k$. На фазовой плоскости ($\rho i_k, u_k$) это соответствует «мгновенному» перемещению изображающей точки из a в b (рис. 4-17, a). В зависимости от величины помехи и момента ее прихода ψ_{Π} получаются разные приращения амплитуды ΔU_{Π} и фазы $\Delta \varphi_{\Pi}$ колебаний:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta U_{\Pi}}{U_0} &= \sqrt{1 + A_{\Pi}^2 + 2A_{\Pi} \cos \psi_{\Pi}} - 1; \\ \Delta \varphi_{\Pi} &= -\operatorname{arctg} \frac{A_{\Pi} \sin \psi_{\Pi}}{1 + A_{\Pi} \cos \psi_{\Pi}}, \end{aligned} \right\} \quad (4-9)$$

здесь $A_{\Pi} = \Delta u_c / u_{k, \max}$.

Графики этих зависимостей для разных A_{Π} построены на рис. 4-17, $b, в$. Максимальные приращения амплитуды $\Delta U_{\Pi} / U_0 = \pm A_{\Pi}$ получаются при $\psi_{\Pi} = \kappa \pi$ ($\kappa = 0, 1, 2, \dots$), когда фаза колебаний не изменяется. Амплитуда не меняется при $\psi_{\Pi} = \arccos(-A_{\Pi}/2)$. Максимальные изменения фазы $\Delta \varphi_{\Pi} = -\arcsin A_{\Pi}$ получаются при $\psi_{\Pi} = \arccos(-A_{\Pi})$.

Если длительность импульса соизмерима с периодом колебаний, но много меньше постоянной времени контура, приращения амплитуды и фазы можно определить по отклику контура без потерь. Например, отклик на прямоугольный импульс тока с амплитудой ΔI_{Π} и длительностью Δt_{Π}

$$\Delta u_c = \frac{2\Delta I_{\Pi}}{r} \sin \frac{\omega_0 \Delta t_{\Pi}}{2} \cos \omega_0 t,$$

при этом формулы для ΔU_{Π} и $\Delta \varphi_{\Pi}$ остаются теми же, только в них

$$A_{\Pi} = \frac{2\Delta I_{\Pi}}{rU_0} \sin \frac{\omega_0 \Delta t_{\Pi}}{2}.$$

При $\Delta t_{\Pi} \rightarrow 0$ получается разобранный выше случай.

В зависимости от момента прихода помехи, ее амплитуды и длительности изображающая точка останется в области притяжения прежнего стационарного режима или перейдет в другую область. Во втором случае происходит перескок. Оценивать помехоустойчивость удобно с помощью двух критериев: 1) вероятности перескока P при определенной интенсивности помехи A_{Π} и 2) уровня безопасной помехи $A_{\Pi, б}$. В случае, когда приход помехи равновероятен в любой момент времени, вероятность перескока определяется отношением интервала

значений ψ_n , в котором помеха с заданным уровнем вызывает перескок, ко всему интервалу, т. е. к 2π . Безопасной называется максимальная помеха, при которой вероятность перескока еще равна нулю.

Помехоустойчивость зависит от положения сепаратрис, разделяющих области притяжения. Отыскание их можно произвести только численными или графическими методами. При настроенном контуре это нетрудно сделать и аналитически. В этом случае фазовая кривая $\Phi=0$ распадается на прямые $n\varphi=\pm\pi k (k=0, 1, 2 \dots)$. Как правило, устойчивые точки оказываются на прямых, соответствующих $k=0, 2, 4 \dots$, а прямые $n\varphi=\pm\pi k (k=1, 3, 5 \dots)$ являются сепаратрисами (ход рассуждений не меняется и в противоположном случае). Если после действия помехи изображающая точка окажется правее $n\varphi=\pi$, где $d\varphi/dt > 0$ (предполагается, что в (4-2) $I_{кс}$ с ростом k заметно убывают), фаза будет продолжать увеличиваться. Следовательно, помехи, вызывающие приращение фазы $\Delta\varphi_n > \pi/n$, приводят к перескокам.

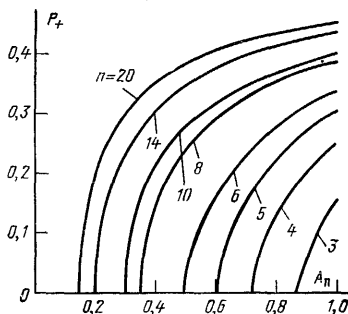


Рис. 4-18.

На рис. 4-18 показана зависимость вероятности P_+ положительных перескоков от уровня помехи при различных коэффициентах деления. Для $\xi=0$ вероятности P_+ , P_- положительных и отрицательных скачков одинаковы. Поэтому разностная вероятность $P_p = |P_+ - P_-|$ равна нулю, а суммарная $P_c = P_+ + P_-$ — удвоенной P_+ . Суммарная вероятность существенна в тех системах, где любой перескок приводит к ошибке в работе. Разностная же вероятность определяет набег фазы и сдвиг средней частоты. При $n=2$ никакая помеха с $A_n < 1$ не может вызвать перескока, ибо $A_{п.б} = 1$. С ростом n помехоустойчивость быстро уменьшается. При больших n возможны двойные (на $4\pi/n$), тройные ($6\pi/n$) и т. д. перескоки. При $A_n = 1$ двойные перескоки возможны для $n \geq 7$, а тройные и четверные — для $n \geq 11$ и $n \geq 15$ соответственно.

Если при $\xi=0$ имеется несколько устойчивых состояний равновесия, могут наблюдаться и скачки амплитуды. В частном случае, когда $U=0$ является устойчивым режимом, может произойти сбой генератора.

Когда в генераторе возможны лишь перескоки фазы, кратные $2\pi/n$, при $\xi=0$ относительная помехоустойчивость получается одинаковой для любого режима и любой схемы. Абсолютная помехоустойчивость увеличивается при увеличении мощности генератора.

При расстроенном контуре помехоустойчивость зависит от схемы генератора и его режима. Для примера рассмотрим делитель частоты с воздействием на защитную сетку. Дифференциальные уравнения, описывающие переходные процессы в нем, получаются подстановкой (2-9) в (1-30):

$$TpU = SR_y \left[A_0 \gamma_1(\theta) + \frac{1}{2} A_1 \gamma_c(\theta) \cos n\varphi \right] U - U;$$

$$UTp\varphi = - \left[\frac{1}{2} SR_y A_1 \gamma_s(\theta) \sin n\varphi + \xi \right] U.$$

Для дальнейших исследований удобнее перейти к переменным $\cos \theta$, $n\varphi$:

$$\frac{d \cos \theta}{dt} = F(\cos \theta, n\varphi) = \frac{\cos \theta_c - \cos \theta}{T} \left\{ SR_y \left[A_0 \gamma_1(\cos \theta) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} A_1 \gamma_c(\cos \theta) \cos n\varphi \right] - 1 \right\};$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \Phi(\cos \theta, n\varphi) = - \frac{1}{T} \left[\frac{1}{2} SR_y A_1 \gamma_s(\cos \theta) \sin n\varphi + \xi \right].$$

Амплитудная $F=0$ и фазовая $\Phi=0$ кривые для одного из режимов показаны на рис. 4-19. Над амплитудной кривой $d \cos \theta / dt < 0$, поэтому $\cos \theta$ уменьшается, а под ней $d \cos \theta / dt > 0$ и $\cos \theta$ увеличивается. Внутри фазовой кривой $d\varphi/dt < 0$ и фаза уменьшается, а вне ее $d\varphi/dt > 0$ и фаза увеличивается. Поэтому, если изображающая точка перейдет через правую вертикальную касательную к фазовой кривой, она затем обязательно попадет в соседнее состояние равновесия (или через одно, два и т. д.). Граница отрицательных перескоков лежит на 360° левее, чем для положительных. Из-за этого при $\xi < 0$ вероятность положительных скачков больше, чем отрицательных (для $\xi > 0$ — наоборот). По положению вертикальной

касательной можно судить о помехоустойчивости генератора. Она проходит через $\varphi = \varphi_{кр}$. Значение $\varphi_{кр}$ определяется из уравнения $\Phi(\cos \theta, n\varphi) = 0$:

$$\sin n\varphi_{кр} = \frac{-2\xi}{A_1 S R_y \gamma_{s \text{ макс}}}.$$

Оценка по вертикальной касательной всегда дает завышенную помехоустойчивость, ибо точная граница (сепаратриса) проходит ближе к стационарной точке (см., например, рис. 4-19).

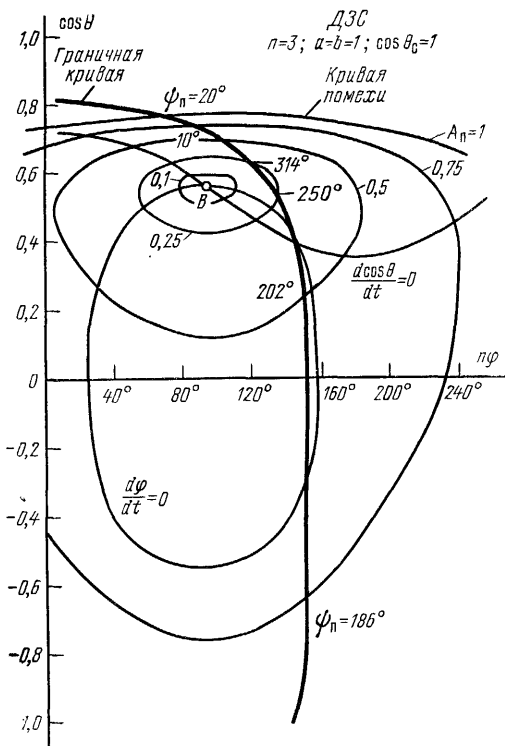


Рис. 4-19.

Совокупность точек, в которые попадает изображающая точка после прихода помехи, образует замкнутую кривую — кривую помехи. Каждая точка этой кривой соответствует определенному моменту прихода помехи ψ_π . На рис. 4-19 кривые помехи изображены для $A_\pi =$

$=0,1; 0,25; 0,5; 0,75; 1,0$. Они построены при помощи формул (4-9) с учетом того, что относительное изменение амплитуды колебаний эквивалентно изменению косинуса угла отсечки:

$$\Delta \cos \theta = \frac{\Delta U_0 / U_0}{1 + \Delta U_0 / U_0} (\cos \theta_c - \cos \theta).$$

Кривые помехи с $A_{\Pi} < 0,22$ лежат внутри области притяжения к исходной стационарной точке. Поэтому, в какой бы момент ни пришла помеха с $A_{\Pi} < 0,22$, скачка фазы не произойдет. Величина $A_{\Pi} = 0,22$ является безопасной. Если же часть кривой находится в другой области притяжения (например, $A_{\Pi} = 0,25$), то в некоторые моменты приход помехи вызывает скачок фазы. При равновероятном времени прихода помехи с $A_{\Pi} = 0,25$ вероятность перескока фазы $P_+ = \frac{314^\circ - 250^\circ}{360^\circ} = 0,18$. С ростом A_{Π} вероятность перескока увеличивается.

Следует заметить, что не всегда причиной перескока бывает изменение фазы колебаний. Так, при приходе помехи с $A_{\Pi} = 0,75$ в момент $\psi_{\Pi} = 0$ первоначально фаза колебаний вообще не меняется, а скачок происходит из-за изменения амплитуды.

В рассмотренном режиме даже при помехе с $A_{\Pi} = 1$ возможны лишь положительные скачки фазы. Объясняется это достаточно большой расстройкой контура. При настроенном контуре, как уже отмечалось, вероятности положительного и отрицательного перескоков одинаковы. С увеличением ξ вероятность одних скачков возрастает, а других уменьшается.

В некоторых случаях помеха может выбить делитель из синхронизма. Это происходит, например, вблизи критической расстройки при небольших регенерациях для $n=2$, когда помимо устойчивой особой точки имеется еще и устойчивый предельный цикл (рис. 4-2). При попадании изображающей точки в область притяжения к этому циклу делитель из синхронного режима переходит в режим биений.

В ДЗС на интервале $n\varphi = 360^\circ$ имеется всего одна устойчивая точка (состояние равновесия $U=0$ неустойчиво), поэтому в нем возможны только перескоки фазы, кратные $2\pi/n$. Иначе обстоит дело в симметричном двухтактном делителе частоты.

Дифференциальные уравнения ДДЧ получаются подстановкой (2-18) в (1-27). После перехода к координатам $\cos \theta$, $n\varphi$ они принимают вид:

$$\frac{d \cos \theta}{dt} = \frac{\cos \theta_c - \cos \theta}{T} [SR_y A_1 \gamma_c (\cos \theta) \cos n\varphi - 1];$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = - \frac{1}{T} [SR_y A_1 \gamma_s^* (\cos \theta) \sin n\varphi + \xi].$$

Для $n=2$ и здесь возможны только простые перескоки фазы, но уже при $n>2$ имеют место сбой делителя, поскольку при $n>2$ симметричный ДДЧ несамовозбуждаем и $U=0$ является устойчивым состоянием равновесия.

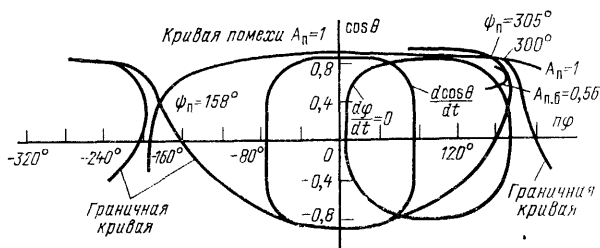


Рис. 4-20.

На рис. 4-20 изображены амплитудная и фазовая кривые для $n=3$, $A_1 SR_y = 25$ и $\xi = -0,5$. Амплитудная кривая замкнута, внутри нее $d \cos \theta / dt > 0$, а вне нее $d \cos \theta / dt < 0$. Поэтому, если изображающая точка перейдет нижнюю горизонтальную касательную к амплитудной кривой, амплитуда затем уменьшится до нуля. Произойдет сбой делителя. Сбой возможен и при меньших перемещениях изображающей точки. Например, помеха с $A_\pi = 1$ вызывает сбой в интервале $\psi_\pi = 158^\circ \div 180^\circ$ и $\psi_\pi = 300^\circ \div 305^\circ$ ($P = 0,075$).

При $n>3$ может быть несколько устойчивых состояний равновесия с разными амплитудами (см. рис. 4-3). Поэтому помимо сбоев и простых скачков фазы возможны перескоки фазы, не кратные $2\pi/n$, сопровождаемые скачками амплитуды. Появление за счет несимметрии схемы асинхронной компоненты устраняет возможность таких перескоков. Следовательно, оптимальное рассимметрирование схем без I_{01} , расширяющее полосу синхро-

низма, одновременно повышается и помехоустойчивость. Если при этом делитель становится самовозбуждаемым, исключается возможность и сбоя.

В генераторах с большой асинхронной составляющей можно не искать каждый раз свое положение граничной кривой. Задача здесь приближенно решается в общем виде. В таких генераторах, как уже говорилось в § 4-1, амплитуда колебаний устанавливается гораздо быстрее фазы. Поэтому в первом приближении ее можно считать всегда равной стационарному значению. Тогда максимальное приращение фазы $\Delta\varphi_{п.б.}$, при котором изображающая точка еще возвращается в прежнее состояние равновесия, определяется равенством, аналогичным (4-6):

$$\Delta\varphi_{п.б.} = \frac{2}{n} \arccos \frac{2|\xi_s|}{\Pi}. \quad (4-10)$$

Это соответствует вертикальному прохождению граничной кривой через неустойчивую особую точку типа седла. При $I_{01} \gg I_c$, I_s граничные кривые, действительно, близки к вертикальным прямым [15].

Как следует из (4-10), в генераторах с большой асинхронной составляющей, как, впрочем, и во всех других, помехоустойчивость уменьшается с ростом расстройки и n . Результаты расчетов и экспериментального исследования некоторых схем приведены в [15]. Из них можно сделать вывод, что для увеличения помехоустойчивости нужно работать с самовозбуждаемыми генераторами, у которых на интервале $n\varphi = 360^\circ$ возможен только один устойчивый режим. При этом следует уменьшать коэффициент деления на каскад. Контур же делителя нужно настраивать как можно ближе к частоте $m\omega/n$. Тогда относительная помехоустойчивость всех генераторов примерно одинакова. Неточная настройка меньше сказывается в широкополосных генераторах.

При одинаковой относительной помехоустойчивости абсолютная будет лучше при большей амплитуде колебаний. Поэтому в условиях интенсивных помех при одинаковой полосе синхронизма предпочтение следует отдать более мощным генераторам.

4-4. ФАЗОВЫЕ МАНИПУЛЯТОРЫ НА БАЗЕ ДЕЛИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Наличие в делителях частоты нескольких устойчивых состояний равновесия с одинаковыми амплитудами и фазами, отличающимися друг от друга ровно на $2\pi/n$, позволяет использовать их в качестве

манипуляторов фазы высокой точности. Переключение фазы может производиться подачей на контур делителя короткого импульса. Но не любой импульс вызовет нужный скачок. Импульс должен приходиться в определенные моменты времени. Поэтому необходимо предусмотреть схему, обеспечивающую точное фазирование переключающего импульса.

Полное время, затрачиваемое на переключение фазы, состоит из времени $t_{упр}$, в течение которого под действием внешних факторов осуществляется начальное приращение фазы, и времени свободного переходного процесса t_y . При коротком переключающем импульсе время переключения будет определяться в основном лишь временем установления фазы t_y , которое зависит от разности начальной (по-

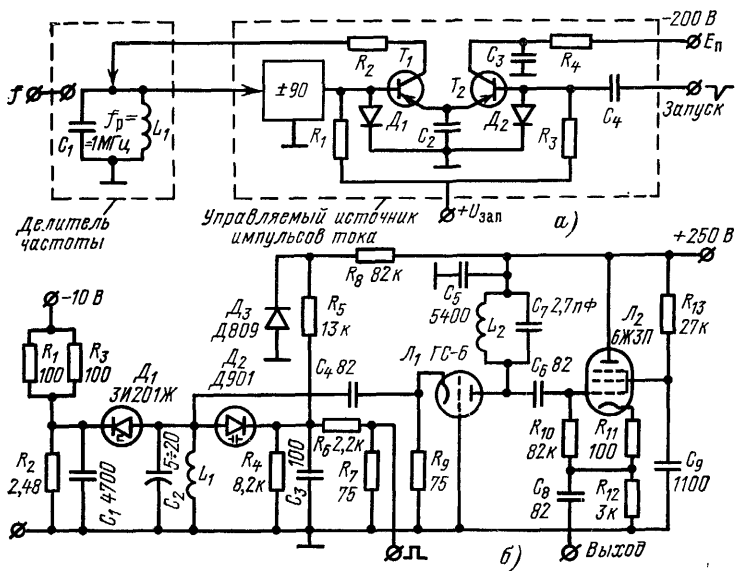


Рис. 4-21.

сле действия импульса) и стационарной фазы. Если в результате действия импульса фаза колебаний получит приращение $2\pi/n$, изображающая точка сразу попадет в соседнее стационарное состояние и время установления будет близко к нулю. Следовательно, можно сделать манипулятор фазы, в котором время переключения будет даже меньше периода колебаний T_0 . Поскольку максимальный начальный скачок фазы от импульса тока не превышает 90° , такой манипулятор можно сделать лишь при $n > 4$. Для уменьшения времени переключения при $n \leq 4$ вместо одного импульса управления можно подать пачку импульсов, отстоящих друг от друга на период высокочастотного колебания. Например, если требуется осуществить манипуляцию фазы на 180° ($n=2$), нужно подать три таких импульса, чтобы каждый из них вызывал приращение фазы $\Delta\varphi=60^\circ$.

Тогда время переключения будет равно трем периодам высокочастотного колебания.

На рис. 4-21,а показана схема манипулятора фазы, состоящего из делителя частоты и управляемого источника наносекундных импульсов тока [89]. Источник импульсов, в свою очередь, состоит из фазосдвигающей цепочки (около $\pm 90^\circ$) и ждущего релаксационного генератора, собранного на двух транзисторах, работающих в лавинном режиме. Для получения ждущего режима оба транзистора запираются небольшими положительными напряжениями, создаваемыми на диодах D_1 и D_2 . В момент прихода импульса запуска транзистор T_2 открывается и конденсатор C_3 начинает разряжаться на C_2 , вызывая быстрое нарастание потенциала на нем до напряжения, близкого к напряжению источника питания E_p . В тот момент, когда напряжение на базе транзистора T_1 становится отрицательным, он открывается и емкость C_2 через R_2 разряжается на контур, создавая в нем короткий импульс тока. Амплитуда, длительность и точный момент прихода этого импульса не зависят от параметров и момента прихода запускающего импульса. Величина импульса тока подбирается сопротивлением R_2 , а точный момент прихода — фазовращателем. Меняя частоту входного сигнала синхронизируемого генератора, т. е. коэффициент деления n , можно получить различные дискреты фазы $2\pi/n$.

Такой манипулятор может быть выполнен на не очень высоких частотах, ибо с ростом частоты уменьшается требуемая длительность переключающего импульса. К тому же на высоких частотах затруднено получение строгой синхронизации переключающих импульсов с колебаниями в генераторе. Поэтому в СВЧ диапазоне лучше использовать другой способ переброса изображающей точки в соседнюю область притяжения. Он состоит в переводе генератора на некоторое время в режим биений. Здесь в зависимости от знака расстройки фаза колебаний начинает увеличиваться или уменьшаться по закону (1-88). Если за время существования режима биений фаза перейдет за значение, соответствующее неустойчивой особой точке (например, точка 3 на рис. 4-13,б), то после возвращения делителя в синхронный режим установится новое значение фазы, отличающееся от предыдущего на $2\pi/n$. Время t_{23} , необходимое для перехода за точку 3, определяется формулой (4-8). Полное время переключения будет равно времени существования режима биений и времени установления стационарной фазы. Скорость изменения фазы в синхронном режиме меньше, чем в режиме биений. Поэтому максимальное быстроедействие получится, когда за время существования режима биений фаза точно примет новое стационарное значение. Это произойдет через период биений (§ 1-9) $T_6 = 2\pi/\sqrt{\Delta\omega_6^2 - \Delta\omega_{\text{макс}}^2}$, где $\Delta\omega_6$ — расстройка генератора в режиме биений. Если генератор перевести в режим биений на время большее, чем $T_6 + t_{23}$, произойдет переключение фазы на $2\pi k/n$ ($k \geq 2$). Следовательно, для переключения фазы на $2\pi/n$ время существования режима биений должно удовлетворять неравенству $t_{23} \leq T_6 \leq t_{23} + T_6$. Оптимальное время

$$t_{6.\text{опт}} = T_6 = 2\pi / \sqrt{\Delta\omega_6^2 - \Delta\omega_{\text{макс}}^2}. \quad (4-11)$$

С увеличением расстройки $\Delta\omega_6$ время переключения уменьшается.

На рис. 4-21,б приведена схема манипулятора, позволяющая переключать фазу на $\pm 90^\circ$ и $\pm 180^\circ$ на частоте 150 МГц [89]. Ма-

нипулятор выполнен на базе делителя частоты на туннельном диоде 3И201Ж. Переключение фазы осуществляется введением расстройки $\Delta\omega_6$ путем изменения емкости перехода диода D_2 (Д901). При отрицательном импульсе управления емкость диода увеличивается, а при положительном уменьшается. Подбором длительности и амплитуды импульса обеспечивается режим оптимального управления.

Максимальная частота переключения при динамической точности в 1° и длительности управляющего импульса 30—35 нс равняется 20—22 МГц. Точность установки фазы обеспечивается в интервале температур от -50 до $+50^\circ\text{C}$ при нестабильности питающего напряжения $\pm 10\%$. Переход от дискрета 90° к 180° осуществляется изменением частоты синхронизирующего сигнала с 600 на 300 МГц.

Скорость переключения фазы в таких манипуляторах ограничена максимально достижимой расстройкой генератора. Обычно перестройка частоты генератора не превышает десяти процентов. Для устойчивой работы делителя в интервале температур полоса синхронизма должна быть не меньше 2—4%. Следовательно, длительность управляющего импульса на основании (4-11) должна быть больше 10—30 периодов колебаний. Ее можно несколько уменьшить, сократив на время управления полосу синхронизма $2\Delta\omega_{\text{макс}}$. Если синхронизирующий сигнал выключить совсем, в генераторе будут происходить собственные колебания с частотой ω_0 . При этом фаза будет меняться по закону $\Delta\varphi = \Delta\omega_0 t$. Оптимальное время управления сократится до $2\pi/\Delta\omega_0$.

Роль делителя частоты может выполнять система ФАПЧ с умножением в n раз частоты подстраиваемого генератора. В ней также существует n устойчивых состояний с фазами, отличающимися друг от друга на $2\pi k/n$. Такая система имеет преимущества перед обычным делителем частоты при малых дискретах фазы, ибо делитель должен быть однокаскадным, а делители при больших коэффициентах деления имеют узкие полосы синхронизма. Умножитель же в системе ФАПЧ можно сделать многокаскадным. Например, в [90] сообщается о создании таких манипуляторов на частотах 200 кГц и 6 МГц с фазовым дискретом 15° .

4-5. СИНХРОНИЗАЦИЯ МОДУЛИРОВАННЫМ СИГНАЛОМ

Модулированный синхронизирующий сигнал в общем случае можно записать в виде

$$e = \mathcal{E}(t) \cos [\omega t + \psi(t)].$$

Уравнение (1-24) справедливо и при медленно меняющихся \mathcal{E} и ψ , так что

$$I(U, \mathcal{E}, n\varphi, \psi) = Y(p)U.$$

Для одноконтурного генератора на основании (1-30) имеем:

$$TpU = \left[I_{o1}(\mathcal{E}, U) + \frac{1}{2} I_c(\mathcal{E}, U) \cos(n\varphi - m\psi) \right] R_y - U;$$

$$UTp\varphi = -\frac{1}{2} I_s(\mathcal{E}, U) \sin(n\varphi - m\psi) R_y - \xi U.$$

Решить эти уравнения даже для частных случаев можно только численными методами. Поэтому рассмотрим их при некоторых упрощающих предположениях.

Пусть внешняя сила много меньше амплитуды собственных колебаний. Тогда процесс синхронизации будет полностью определяться поведением фазы колебаний, подчиняющейся уравнению (4-5). Амплитуду колебаний при этом можно считать постоянной и равной U_{00} . Следовательно, модуляция входного сигнала практически не преобразуется в амплитудную модуляцию на выходе. Это позволяет использовать синхронизированный генератор в качестве амплитудного ограничителя. Амплитудное ограничение можно получить и при большой внешней силе. Для этого характеристики нелинейного элемента должны иметь вполне определенный вид [91]. Характеристикой, близкой к идеальной, обладает ЛПД, поэтому генераторы на них часто используются для ограничения амплитуды.

Когда у входного сигнала меняется только амплитуда, в уравнении (4-5) можно положить $\psi=0$. Величина Π пропорциональна \mathcal{E}^m и меняется во времени. Нелинейное уравнение с периодически меняющимся коэффициентом удастся аналитически решить при слабой гармонической модуляции и $m=1$. В этом случае

$$\frac{dn\varphi}{d\tau} = -\frac{n\Pi}{2} (1 + m_{\mathcal{E}} \cos \nu_{\mathcal{E}}\tau) \sin n\varphi - n\xi, \quad (4-12)$$

где $m_{\mathcal{E}}$ — глубина амплитудной модуляции, а $\nu_{\mathcal{E}} = \Omega_{\mathcal{E}}T$ — ее относительная частота.

Подстановкой $y = \exp \left\{ -\int \frac{n\xi}{2} \operatorname{tg} \frac{n\varphi}{2} d\tau \right\}$ уравнение (4-12) приводится к уравнению 2-го порядка без свободного члена:

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{n\Pi}{2} (1 + m_{\mathcal{E}} \cos \nu_{\mathcal{E}}\tau) \frac{dy}{d\tau} + \frac{\xi^2}{4} y = 0. \quad (4-13)$$

Полагая в (4-13) $y = x \exp \left\{ -\int \frac{n\Pi}{2} (1 + m_{\mathcal{E}} \cos \nu_{\mathcal{E}}\tau) d\tau \right\}$ и удерживая только члены первого порядка относительно небольшого коэффициента модуляции $m_{\mathcal{E}}$, получаем [92, 93]:

$$\frac{d^2x}{d\tau_1^2} + (a_M - 2q_M \cos 2\tau_1) x = 0,$$

где

$$\nu_{\mathcal{E}}\tau = \operatorname{arctg} \frac{n\Pi}{2\nu_{\mathcal{E}}};$$

$$\tau_1 = \frac{\tau}{2};$$

$$a_M = \frac{n^2}{\nu_{\mathcal{E}}^2} (\xi^2 - \Pi^2/4); \quad q_M = \frac{nm_{\mathcal{E}}\Pi}{2\nu_{\mathcal{E}}^2} \sqrt{n^2\Pi^2/4 + \nu_{\mathcal{E}}^2}.$$

Таким образом, задача свелась к уравнению Матье, решение которого можно записать в виде

$$x = A_m e^{h_m \tau_1} \Phi_m(\tau_1) + B_m e^{-h_m \tau_1} \Phi_m(-\tau_1).$$

Здесь $\Phi_m(\tau_1)$ — периодическая функция с периодом π или 2π ; A_m и B_m — постоянные интегрирования; h_m — характеристический показатель, являющийся функцией от a_m и q_m .

Если показатель h_m имеет ненулевую реальную часть, решение получается неустойчивым. В рассматриваемой задаче неустойчивые решения соответствуют синхронному режиму, а устойчивые — биениям [92]. Совокупность значений a_m и q_m , при которых получаются неустойчивые решения, можно графически представить на плоскости (a_m , q_m) в виде областей, ограниченных кривыми, внутри которых h_m имеет действительную часть. Эти кривые представляют собственные значения функций Матье для разных q_m [94]. От плоскости a_m , q_m можно перейти к плоскости $\sqrt{2}\xi$, ξ^2 . На рис. 4-22 заштрихованные области соответствуют синхронному режиму при $n=1$ и $m_\phi = 0,3$.

В первой (левой) области фаза $n\phi$ меняется в интервале между 0 и 2π , что соответствует синхронизации колебаний. Во второй области за период модуляции фаза $n\phi$ изменяется на 2π . Это означает, что существуют биения, частота которых в n раз меньше частоты модуляции. В третьей области за период модуляции $n\phi$ изменяется на 4π и т. д. Следовательно, в некоторых режимах биения синхронизируются модуляцией.

Средняя частота выходного сигнала в режиме биений равна $\frac{\omega}{n} \pm \Omega_6$, где Ω_6 — частота биений (1-89). Спектр сигнала состоит из компонент, отстоящих по частоте друг от друга на величину Ω_6 . Поэтому синхронизацию биений во второй области можно рассматривать как синхронизацию генератора боковой составляющей. Такое представление особенно наглядно при $\xi \gg \Pi$. В этом случае фаза меняется почти линейно и спектр сигнала содержит практически одну составляющую с частотой $\omega/n \pm \Omega_6$. Полоса синхронизма располагается симметрично вокруг этой частоты, и ее ширина не зависит от Ω_6 (рис. 4-22).

Такое представление является упрощенным. Оно не объясняет появления третьей и последующих зон синхронизации (рис. 4-22). Ведь таких боковых составляющих у входного сигнала нет. Оно не объясняет синхронизации биений и при низкой частоте модуляции. Биения, как всякий автоколебательный процесс, сами обладают способностью к синхронизации на основном тоне, гармониках и субгармониках. Полоса синхронизации на несущей при медленной модуляции соответствует наименьшей амплитуде внешней силы и равна $\Pi(1-m_\phi)$. При быстрой модуляции генератор не успевает реагировать на изменения \mathcal{E} и полоса равна Π .

Несмотря на упрощенность спектральный подход помогает объяснить ряд явлений при синхронизации генераторов в тех случаях, когда расстояние между спектральными составляющими больше полосы синхронизма. Его можно применить не только в том случае, когда несколькими составляющими обладает синхронизирующий сигнал, но и тогда, когда их имеет генератор, например, при его ампли-

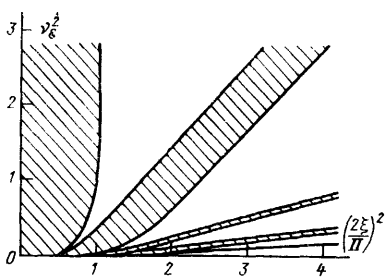


Рис. 4-22.

тудной или частотной модуляции. При этом становится понятной наблюдаемая на практике синхронизация боковой составляющей, а следовательно, и всего спектра, если частота этой боковой составляющей близка к частоте синхронизирующего сигнала или его боковой. Например, захват на боковых составляющих генератора Ганна с амплитудной автомодуляцией описан в [95].

При гармонической фазовой модуляции входного сигнала его можно представить в виде ряда:

$$e = e \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} I_{\kappa}(\psi_m) \sin(\omega_0 + \Delta\omega + \kappa\Omega_{\psi}) t,$$

где $I_{\kappa}(\psi_m)$ — функции Бесселя κ -го порядка; ψ_m — индекс фазовой модуляции, а Ω_{ψ} — ее частота.

На рис. 4-23 показаны области синхронизации, построенные в предположении, что на генератор действует только одна, ближайшая спектральная составляющая $I_{\kappa}(\psi_m) \sin(\omega_0 + \Delta\omega + \kappa\Omega_{\psi}) t$ [95, 96]. Заштрихованные области получены экспериментально при синхронизации на основном тоне генератора с $f_0 = 6,5$ МГц. При увеличении внешней силы (рис. 4-23, б) области синхронизации перекрываются и наблюдаются гистерезисные явления. С ростом частоты мо-

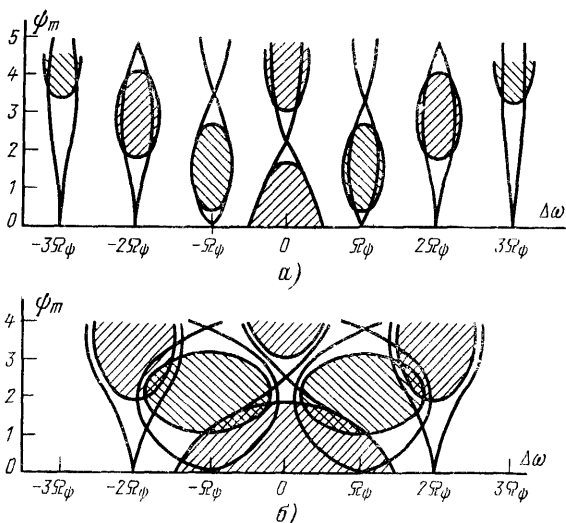


Рис. 4-23.

дуляции области синхронизации уменьшаются и случай, приведенный на рис. 4-23,б, переходит в случай, приведенный на рис. 4-23,а.

Более точное рассмотрение воздействия ЧМ сигнала на автогенератор с большой асинхронной составляющей требует исследования дифференциального уравнения (4-5). Заменой переменных $\Theta = n\varphi - m\psi$ оно преобразуется к уравнению

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = -n\xi - m \frac{d\psi}{d\tau} - \frac{n}{2} \Pi \sin \Theta.$$

Разложив $\sin \Theta$ в степенной ряд, имеем:

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = -n\xi - m \frac{d\psi}{d\tau} - \frac{n\Pi}{2} \left(\Theta - \frac{\Theta^3}{3!} + \frac{\Theta^5}{5!} - \frac{\Theta^7}{7!} + \dots \right).$$

Решение этого нелинейного дифференциального уравнения может быть найдено методом последовательных приближений. Первое приближение $\Theta_1(\tau)$ получается из линейного уравнения

$$\frac{d\Theta_1}{d\tau} = -n\xi - m \frac{d\psi}{d\tau} - \frac{n\Pi}{2} \Theta_1.$$

Спектр переменной части функции Θ_1

$$S_{\Theta_1}(j\Omega T) = -\frac{j m \Omega T}{n\Pi/2 + j\Omega T} S_{\psi}(j\Omega T), \quad (4-14)$$

и при гармоническом законе изменения $\psi(t)$

$$\Theta_1(t) = -\frac{2\xi}{\Pi} - \frac{m\Omega_{\psi} T \psi_m}{V(n\Pi/2)^2 + (\Omega_{\psi} T)^2} \cos(\Omega_{\psi} t + \alpha_0). \quad (4-15)$$

Если максимальная частота модуляции много меньше полосы синхронизма ($\Omega T \ll n\Pi/2$),

$$S_{\Theta_1}(j\Omega T) \approx -\frac{2j m \Omega T}{n\Pi} S_{\psi}(j\Omega T)$$

и

$$\Theta_1(t) = -\frac{2}{\Pi} \left(\xi + \frac{n}{m} \frac{d\psi}{d\tau} \right). \quad (4-16)$$

Второе приближение получается из уравнения

$$\frac{d\Theta_2}{d\tau} = -n\xi - m \frac{d\psi}{d\tau} - \frac{n\Pi}{2} \left(\Theta_2 - \frac{1}{6} \Theta_2^3 \right). \quad (4-17)$$

Используя такие же преобразования, как и при выводе (4-16), для медленной модуляции имеем:

$$\begin{aligned} \Theta_2(\tau) = & -\frac{2}{\Pi} \left(\xi + \frac{d\psi}{d\tau} \right) - \frac{4}{3\Pi^3} \left[\xi^3 + \left(\frac{d\psi}{d\tau} \right)^3 + \right. \\ & \left. + 3\xi \left(\frac{d\psi}{d\tau} \right)^2 + 3\xi^2 \frac{d\psi}{d\tau} \right]. \end{aligned}$$

Причиной нелинейных искажений закона модуляции являются члены $\frac{4\xi^3}{\Pi^3} \left(\frac{d\psi}{d\tau} \right)^2$ и $\frac{4}{3\Pi^3} \left(\frac{d\psi}{d\tau} \right)^3$. При настроенном контуре вторая гар-

моника частоты модуляции отсутствует, поскольку характеристика симметрична относительно рабочей точки.

При гармонической $\psi(t)$ уравнение (4-17) можно решить для любой частоты модуляции. Для этого достаточно представить Θ^3 (4-15) в виде суммы трех гармоник и решить линейное уравнение (4-17) для каждой из них. Таким способом в [97] определяется коэффициент нелинейных искажений модуляции фазы на выходе. Однако точность расчета будет высокой опять же только для медленной модуляции. При быстрой модуляции сходимость последовательных приближений получается очень плохой.

При использовании синхронизированного генератора в качестве усилителя сигналов с угловой модуляцией нелинейные искажения надо делать возможно меньшими. Уменьшению их способствуют точная настройка генератора и расширение полосы синхронизма. Вследствие инерционности синхронизированного генератора в усилителе помимо нелинейных возникают и частотные искажения, определяемые формулой (4-14). При расширении полосы синхронизма частотные искажения также уменьшаются. Расчеты и эксперименты показывают, что искажения обоих типов достаточно малы, если ширина спектра синхронизирующего сигнала в 2 раза уже полосы синхронизма [98]. Ширина полосы синхронизма должна быть шире не только полосы частот модулированного сигнала, но также и диапазона изменений собственной частоты генератора в заданном интервале температур. Поэтому обычно полосу синхронизма делают в 5—10 раз шире спектра сигнала. Это накладывает ограничение на коэффициент усиления. Обычно он не превышает 10—20 дБ. Так, однокаскадный усилитель, используемый в телевизионном ретрансляторе [99], усиливает сигнал с девиацией частоты $\Delta f_m = 80$ МГц и частотой модуляции $F_m = 100$ кГц на 12 дБ, а сигнал с $\Delta f_m = 20$ МГц и $F_m = 8$ МГц на 17 дБ. Выходная мощность при этом была равна 10 МВт.

Для получения больших коэффициентов усиления синхронизированные генераторы могут включаться последовательно. Например, двухкаскадный усилитель, в первом каскаде которого используется генератор на диоде Ганна с усилением 20 дБ, а во втором — два работающих на общую нагрузку генератора на ЛПД с усилением 10 дБ и суммарной мощностью 600 мВт, обеспечивает усиление 960 телефонных каналов (среднеквадратичная девиация 200 кГц на один канал) [100]. В [98] описан двухкаскадный усилитель на синхронизированных генераторах, разработанный фирмой «Raytheon Compa-

ну». Первый каскад, выполненный на ЛПД, усиливает сигнал 10 мВт до 500—700 мВт. Полоса синхронизма равна 200 МГц, а средняя частота перестраивается от 10,7 до 11,2 ГГц. Второй каскад выполнен на двух ЛПД. Он доводит уровень сигнала до 1 Вт. За счет небольшого усиления удается получить полосу синхронизма, перекрывающую весь рабочий диапазон (10,6—11,5 ГГц). Усилитель работает в диапазоне температур от -30 до 55°C . Потребляемая мощность 25 Вт. Чувствительность к амплитудной модуляции довольно велика и составляет 5 град/дБ.

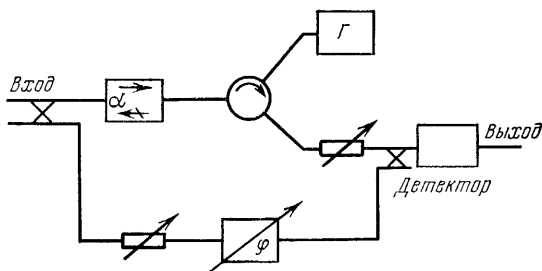


Рис. 4-24.

При использовании таких усилителей в передатчиках для уменьшения их нелинейных искажений и расширения полосы синфазно с модуляцией задающего генератора можно производить и модуляцию синхронизированного генератора [101].

Синхронизированные генераторы могут быть использованы для детектирования ЧМ сигналов. Блок-схема такого детектора приведена на рис. 4-24 [102]. Принимаемый сигнал трехдецибелным направленным ответвителем делится на две части. Одна часть используется для синхронизации генератора Г. Другая, пройдя через фазовращатель, складывается при помощи второго трехдецибелного направленного ответвителя с мощностью генератора. Суммарный сигнал зависит от разности фаз между слагаемыми, которая при частотной модуляции изменяется. В результате частотная модуляция преобразуется в амплитудную. Если частота модуляции много меньше полосы синхронизма, характеристика такого частотного дискриминатора близка к линейной практически во всей полосе синхронизма [102].

От разности фаз между синхронизирующим и выходным напряжениями зависит постоянная составляющая тока нелинейного элемента i_0 . Действительно, на основании (1-15)

$$i_0 = I_{00} + \frac{1}{2} I_{11} \cos \varphi + \frac{1}{2} I_{22} \cos 2\varphi + \dots$$

Этот факт можно использовать для непосредственного детектирования ЧМ сигналов. По аналогичному принципу, например, работают высокочувствительные демодуляторы на ЛПД и диодах Ганна, описанные в [103].

4-6. СИНХРОНИЗАЦИЯ СЛАБОМОДУЛИРОВАННЫМ СИГНАЛОМ

В предыдущем параграфе исследование синхронизации модулированным сигналом проведено в предположении малости внешней силы. Во многих случаях, особенно в делителях частоты, внешнюю силу малой считать нельзя. А в некоторых схемах колебания вообще существуют лишь при достаточно большом внешнем воздействии. При этом невозможно ограничиться рассмотрением одного фазового уравнения. Совместное же решение двух нелинейных дифференциальных уравнений удастся провести лишь численными методами отдельно для каждого конкретного режима. В общем виде задача решается при слабой модуляции, когда дифференциальные уравнения можно линеаризовать вокруг стационарного режима. В этом случае генератор работает в синхронном режиме, а небольшие изменения параметров входного сигнала (модуляция), как, впрочем, и параметров схемы, приводят лишь к малым возмущениям фазы $\delta\varphi$ и амплитуд δU , δI относительно их стационарных значений. Учитывая только малые первого порядка малости, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U} &= (U_0 + \delta U + jU_0\delta\varphi) e^{j\varphi_0}; \\ \dot{I} &= (I_{\text{в0}} + \delta I'_{\text{в}} - jI_{\text{м0}} - j\delta I'_{\text{м}}) e^{j\varphi_0}. \end{aligned} \right\} \quad (4-18)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \delta I'_{\text{в}} &= \delta I_{\text{в}} + I_{\text{м0}}\delta\varphi; \\ \delta I'_{\text{м}} &= \delta I_{\text{м}} - I_{\text{в0}}\delta\varphi, \end{aligned} \right\} \quad (4-19)$$

а $\delta I_{\text{в}}$ и $\delta I_{\text{м}}$ — приращения амплитуд вещественной и мнимой составляющих основной гармоник тока.

Подставляя (4-18) в символическое укороченное уравнение (1-24), после разделения действительной и мнимой частей с учетом уравнений стационарного режима (1-25) получаем:

$$\left. \begin{aligned} Y_B(p) \delta U + \delta Y_B(p) U_0 - Y_M(p) U_0 \delta \varphi &= \delta I'_B; \\ Y_M(p) \delta U + \delta Y_M(p) U_0 + Y_B(p) U_0 \delta \varphi &= -\delta I'_M. \end{aligned} \right\} (4-20)$$

В (4-20) учтено возможное изменение управляющей проводимости $\delta Y(p) = \delta Y_B(p) + j\delta Y_M(p)$. Вариации остальных параметров проявляются через $\delta I'_B$ и $\delta I'_M$.

Основная гармоника тока зависит от амплитуд напряжений внешней силы и обратной связи, от их фаз, а также от напряжений на всех электродах нелинейного элемента. Если напряжение на каком-либо электроде E_0 создается автоматически или подается через гасящее сопротивление, оно зависит от напряжений внешней силы и обратной связи и в общем случае от их фаз, т. е.

$$\delta E_0 = \frac{\partial E_0}{\partial U} \delta U + \frac{\partial E_0}{\partial \varphi} \delta \varphi + \frac{\partial E_0}{\partial \mathcal{E}} \delta \mathcal{E} + \frac{\partial E_0}{\partial \psi} \delta \psi.$$

Используем обозначения (1-47) и введем новые:

$$\begin{aligned} S_{B0} &= \frac{I_{B0}}{U_0}; \quad S_{M0} = \frac{I_{M0}}{U_0}; \quad \sigma_{B\mathcal{E}} = \frac{dI_B}{d\mathcal{E}}; \\ \sigma_{M\mathcal{E}} &= \frac{dI_M}{d\mathcal{E}}; \quad \sigma_{B\psi} = \frac{dI_B}{\mathcal{E}_0 d\psi}; \quad \sigma_{M\psi} = \frac{dI_M}{\mathcal{E}_0 d\psi}, \end{aligned}$$

причем $\frac{dI_B}{d\mathcal{E}} = \frac{\partial I_B}{\partial \mathcal{E}} + \frac{\partial I_B}{\partial E_0} \frac{\partial E_0}{\partial \mathcal{E}}$ (аналогично записываются и остальные полные производные по \mathcal{E} , U , φ и ψ). Тогда на основании (4-19)

$$\left. \begin{aligned} \delta I'_B &= S_{M0} U_0 \delta \varphi + \sigma_{B\mathcal{E}} \delta \mathcal{E} + \sigma_{BU} \delta U + \sigma_{B\psi} \mathcal{E}_0 \delta \psi + \sigma_{B\varphi} U_0 \delta \varphi; \\ \delta I'_M &= -S_{B0} U_0 \delta \varphi + \sigma_{M\mathcal{E}} \delta \mathcal{E} + \sigma_{MU} \delta U + \sigma_{M\psi} \mathcal{E}_0 \delta \psi + \sigma_{M\varphi} U_0 \delta \varphi. \end{aligned} \right\} (4-21)$$

Подставляя (4-21) в (4-20) и полагая управляющую проводимость постоянной ($\delta Y_B = \delta Y_M = 0$), находим

$$\left. \begin{aligned} [Y_B(p) - \sigma_{BU}] \delta U - [Y_M(p) + S_{M0} + \sigma_{B\varphi}] U_0 \delta \varphi &= \\ &= \sigma_{B\mathcal{E}} \delta \mathcal{E} + \sigma_{B\psi} \mathcal{E}_0 \delta \psi; \\ [Y_M(p) + \sigma_{MU}] \delta U + [Y_B(p) - S_{B0} + \sigma_{M\varphi}] U_0 \delta \varphi &= \\ &= -\sigma_{M\mathcal{E}} \delta \mathcal{E} - \sigma_{M\psi} \mathcal{E}_0 \delta \psi. \end{aligned} \right\} (4-22)$$

Эти уравнения позволяют исследовать синхронизацию генератора слабомодулированным сигналом. Однородные уравнения, полученные из них, являются уравнениями локальной устойчивости синхронизированного генератора. В силу линейности уравнений влияние возмущений амплитуды и фазы входного сигнала можно исследовать независимо. По отдельности можно рассматривать и составляющие суммы малых возмущений $\delta\mathcal{G} = \sum_k \delta\mathcal{G}_k$ и $\delta\psi = \sum_k \delta\psi_k$.

Специализируем полученные уравнения для одноконтурного генератора с действительным коэффициентом обратной связи. В этом случае управляющая проводимость выражается равенством (1-26) и уравнения стационарного режима принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} Y_B(0) &= \frac{1}{R_y} = S_{B0}; \\ Y_M^{\text{эф}}(0) &= \frac{\xi}{R_y} = -S_{M0}. \end{aligned} \right\} \quad (4-23)$$

Используя (1-26) и (4-23), преобразуем уравнения (4-22):

$$\left. \begin{aligned} \frac{1 - \sigma_{B\psi} R_y + pT}{R_y} \delta U - \sigma_{B\varphi} U_0 \delta \varphi &= \sigma_{B\mathcal{G}} \delta \mathcal{G} + \sigma_{B\psi} \mathcal{G}_0 \delta \psi; \\ \frac{\xi + \sigma_{M\psi} R_y}{R_y} \delta U + \frac{\sigma_{M\varphi} R_y + pT}{R_y} U_0 \delta \varphi &= -\sigma_{M\mathcal{G}} \delta \mathcal{G} - \\ &\quad - \sigma_{M\psi} \mathcal{G}_0 \delta \psi. \end{aligned} \right\} \quad (4-24)$$

Составляющие I_B и I_M (1-23) зависят от разности фаз $n\varphi - m\psi$:

$$\left. \begin{aligned} I_B &= I_{01} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa c} \cos \kappa (n\varphi - m\psi); \\ I_M &= \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa s} \sin \kappa (n\varphi - m\psi). \end{aligned} \right\} \quad (4-25)$$

При настроенном контуре мнимая компонента должна быть равна нулю. Это получается при $n\varphi - m\psi = 0$; 180° (обычно устойчивый режим соответствует $n\varphi - m\psi =$

$=0$). При этом $\sigma_{\mu\mu} = \sigma_{\nu\varphi} = \sigma_{\nu\psi} = \sigma_{\mu\varphi} = 0$ и уравнения для возмущений упрощаются:

$$\left. \begin{aligned} (1 - \sigma_{\nu\mu} R_y + pT) \delta U &= \sigma_{\nu\varphi} R_y \delta \mathcal{G}; \\ (\sigma_{\mu\varphi} R_y + pT) U_0 \delta \varphi &= -\sigma_{\mu\psi} R_y \mathcal{G}_0 \delta \psi. \end{aligned} \right\} \quad (4-26)$$

Следовательно, при настроенном контуре амплитудная модуляция входного сигнала вызывает у выходного лишь модуляцию амплитуды, а фазовая — фазы.

Дальнейшее исследование проведем спектральным методом. На основании (4-26) коэффициент передачи фазовых возмущений

$$K_{\varphi}(j\Omega) = \frac{\delta \varphi}{\delta \psi} = \frac{\mu_0}{1 + j\Omega T_{\text{эф}}},$$

где $\mu_0 = -\sigma_{\mu\psi} \mathcal{G}_0 / \sigma_{\mu\varphi} U_0$ — коэффициент передачи медленных возмущений фазы, а $T_{\text{эф}} = T / \sigma_{\mu\varphi} R_y$ — эквивалентная постоянная времени синхронизированного генератора относительно малых возмущений фазы.

В стационарном режиме устанавливается постоянная разность фаз $n\varphi - m\psi$. Если изменения ψ медленные, генератор успевает следить за ними и разность фаз не меняется. Поэтому коэффициент передачи медленных фазовых возмущений в полосе синхронизма всегда равен m/n .

При увеличении частоты возмущений фазовая модуляция на выходе уменьшается и все более запаздывает по отношению к модуляции на входе. Фильтрующие свойства определяются величиной $T_{\text{эф}}$, которая может быть как больше, так и меньше постоянной времени контура. Значение $T_{\text{эф}}$ одновременно характеризует и скорость возвращения к особой точке после небольшого отклонения от нее. При $T_{\text{эф}} < 0$ особая точка неустойчива.

Вычислим $\sigma_{\mu\varphi}$ (1-47) с учетом только первого члена в ряде (4-25), для $n\varphi - m\psi = 0$ получаем:

$$T_{\text{эф}} = 2T / n S_s R_y. \quad (4-27)$$

В генераторах с большой асинхронной составляющей $S_s R_y = \Pi$ (1-72), поэтому

$$T_{\text{эф}} = 2T / n \Pi. \quad (4-28)$$

Следовательно, полоса пропускания для фазовой модуляции у генератора с большой асинхронной составляющей в n раз больше полосы синхронизма. При $\Pi \ll 1$ она получается много уже полосы контура, т. е. синхронизированный генератор можно использовать в качестве активного фильтра.

На рис. 4-25,а в качестве примера приведены зависимости постоянной времени от амплитуды внешней силы для ДЗС. Здесь полоса пропускания всегда уже полосы

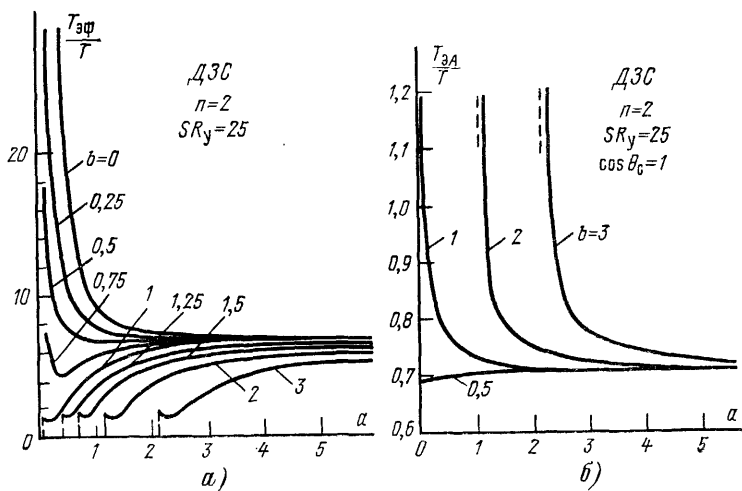


Рис. 4-25.

контура, а в самовозбужденном режиме при $a \rightarrow 0$ вообще становится бесконечно узкой, что подтверждает (4-28). В широкополосных генераторах полоса пропускания может быть и шире полосы контура. Так, в двухтактном делителе частоты для $n=3$ и $SR_y=40T_{эф}$ меняется от $0,22T$ (при пороговых внешних силах) до $2,2T$ (вдали от порога). Интересно, что здесь полоса пропускания сужается при расширении полосы синхронизма. В режимах с порогом внешней силы такое получилось и в ДЗС (рис. 4-25,а).

Амплитудная модуляция входного сигнала при настроенном генераторе вызывает на выходе лишь модуля-

цию амплитуды. Коэффициент передачи возмущений амплитуды определяется из (4-26):

$$K_{\mathcal{E}}(j\Omega) = \frac{v_0}{1 + j\Omega T_{\mathcal{E}A}}.$$

Здесь

$$T_{\mathcal{E}A} = \frac{T}{1 - \sigma_{\text{вн}} R_y} \quad (4-29)$$

— эквивалентная постоянная времени для амплитудных возмущений, а $v_0 = \frac{\sigma_{\text{вс}} R_y}{1 - \sigma_{\text{вн}} R_y}$ — коэффициент передачи для

медленных возмущений амплитуды, равный тангенсу угла наклона касательной к амплитудной характеристике синхронизированного генератора $U_0(\mathcal{E})$.

На рис. 4-26 приведены амплитудные характеристики ДЗС [15]. При $a \gg b$ делитель является хорошим ограничителем. Как уже указывалось, при малой внешней силе этим свойством обладает любой синхронизированный генератор. В этом случае при $\xi=0$ $U_0 = U_{00} + \Delta U_{\text{омакс}}$ (см. рис. 1-11). Изменение \mathcal{E} приводит лишь к изменению $\Delta U_{\text{омакс}}$.

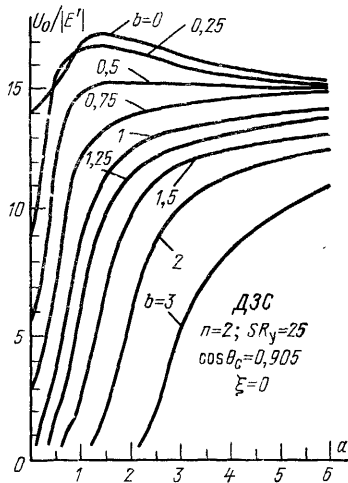


Рис. 4-26.

Ограничивающие свойства генератора можно характеризовать коэффициентом углубления амплитудной модуляции, равным отношению глубины модуляции $m_{\text{вых}}$ на выходе к глубине модуляции $m_{\text{вх}}$ входного сигнала:

$$l_y = \frac{m_{\text{вых}}}{m_{\text{вх}}} = v_0 \frac{\mathcal{E}}{U_0}. \quad (4-30)$$

Давая амплитуде \mathcal{E} в (1-82) малые приращения и считая в (4-30) $U_0 = U_{00}$, получаем: $l_y = \Delta U_{\text{омакс}} / U_{00}$. Для хорошего ограничения режим генератора следует выбирать таким, чтобы $\Delta U_{\text{омакс}} \approx 0$ (см. § 1-8). Значение $\Delta U_{\text{омакс}}$ уменьшается при уменьшении \mathcal{E} , поэтому при

малых δ будет больше и подавление амплитудной модуляции.

В режимах, далеких от пороговых, эквивалентная постоянная времени $T_{\text{эА}}$, как правило, близка к постоянной времени контура. Например, в ДЗС для $n=2$ и $SR_y > 10$ она равна $0,7T-0,8T$ (рис. 4-25,б), а в ДДЧ для $n=3$ и $SR_y=40$ $T_{\text{эА}}=1,2T \div 1,3T$.

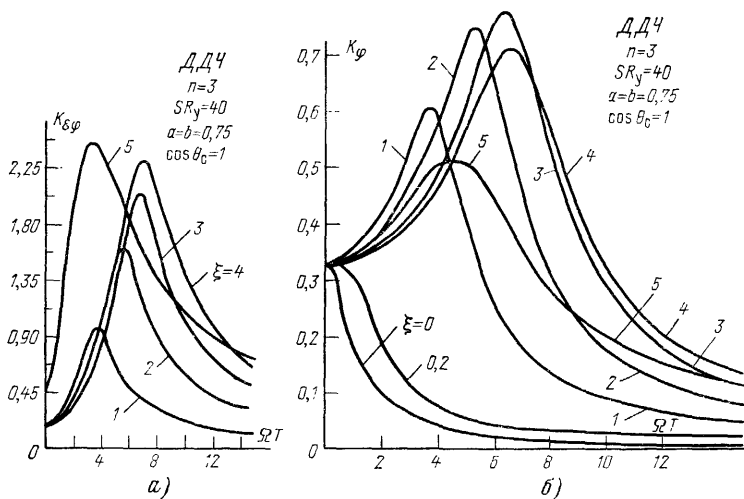


Рис. 4-27.

В расстроенных генераторах происходит преобразование амплитудной модуляции в фазовую и наоборот. Коэффициенты преобразования и коэффициенты передачи амплитудной и фазовой модуляции легко найти из системы линейных дифференциальных уравнений (4-24). Поскольку она имеет 2-й порядок, на некоторых частотах у коэффициентов передачи и преобразования могут быть максимумы. На рис. 4-27,а приведены зависимости модуля коэффициента преобразования $K_{\delta\varphi} = \delta\varphi/\delta\delta$ от частоты амплитудной модуляции. С увеличением расстройки частота модуляции, при которой $K_{\delta\varphi}$ максимален, возрастает, а при приближении к границе полосы синхронизма начинает немного уменьшаться. При этом максимальное значение коэффициента передачи все время увеличивается. Такой же характер имеют и зависимости от

частоты коэффициентов передачи. Зависимости коэффициента передачи фазовой модуляции для некоторых режимов ДДЧ изображены на рис. 4-27,б. На рис. 4-28 приведены экспериментальные кривые для коэффициента передачи амплитудной модуляции лампового ДДЧ с $f_0 = 470$ кГц. Из-за конечной глубины модуляции входного сигнала проявляются нелинейные свойства генератора

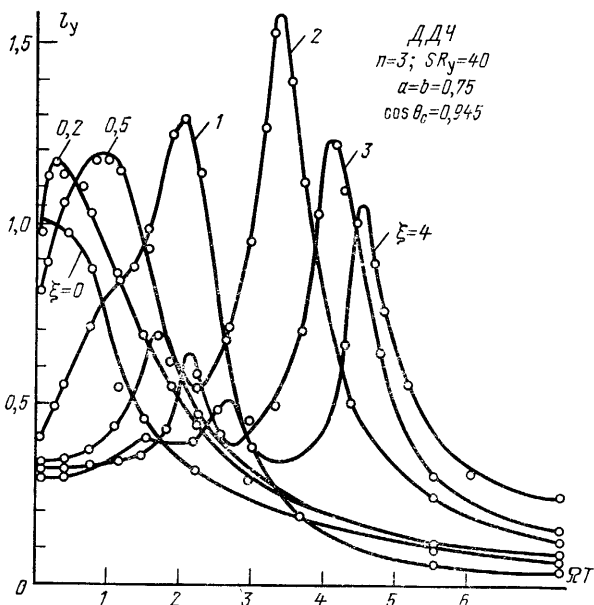


Рис. 4-28.

относительно приращений амплитуды. В результате получаются небольшие дополнительные максимумы на частотах, гармоники которых близки к основному максимуму.

При небольших расстройках оба коэффициента передачи имеют максимумы на нулевой частоте. В генераторах с большой асинхронной составляющей расстройка в полосе синхронизма всегда мала. Поэтому у них в синхронном режиме коэффициенты передачи и преобразования во всей полосе обычно максимальны при $\Omega=0$, как это получилось, например, в [104]. В таких генераторах коэффициенты передачи фазовых возмущений доста-

точно точно определяются из одного фазового уравнения (4-5):

$$K_{\varphi}(j\Omega) = -\frac{m/n}{1 + j\Omega T'_{\text{эф}}},$$

где

$$T'_{\text{эф}} = \frac{T}{n V (\Pi/2)^2 - \xi^2}. \quad (4-31)$$

При этом он всегда максимален на нулевой частоте. Полоса пропускания зависит от расстройки, сужаясь с ее увеличением. При $\xi=0$ (4-31) переходит в (4-28).

Глава пятая

СТАБИЛЬНОСТЬ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА

5-1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры окружающей среды, напряжения питания и параметры входного сигнала никогда не остаются постоянными. Поэтому уравнения стационарного режима меняются во времени, а следовательно, меняются амплитуда и фаза колебаний. К нестабильности выходного сигнала приводят также внешние и внутренние помехи. При небольшом их уровне происходят непрерывные малые отклонения амплитуды и фазы от стационарных значений. Иногда отклонения бывают и большими, в результате чего происходят перескоки фазы. В расстроенном генераторе преобладают перескоки одного направления, что вызывает смещение средней частоты. В результате флуктуаций амплитуды и фазы спектр выходного сигнала даже при гармоническом внешнем воздействии получается не монохроматическим.

5-2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Для исследования нестабильности выходного сигнала следует решить дифференциальные уравнения синхронизированного генератора с учетом случайного характера большинства его членов. При малых изменениях параметров нелинейные уравнения сводятся к линейным (4-20). Выразив аналогично (4-21) приращения $\delta I'_B$ и

и $\delta I'_M$ через приращение некоторого параметра μ_κ , из (4-20) получаем:

$$\left. \begin{aligned} [Y_B(p) - \sigma_{B\psi}] \delta U - [Y_M(p) + S_{M0} + \sigma_{B\varphi}] U_0 \delta \varphi = \\ = -\delta Y_B(p) U_0 + \sum_{\kappa} \sigma_{B\mu\kappa} \delta \mu_\kappa; \\ [Y_M(p) + \sigma_{M\psi}] \delta U + [Y_B(p) - S_{B0} + \sigma_{M\varphi}] U_0 \delta \varphi = \\ = -\delta Y_M(p) U_0 - \sum_{\kappa} \sigma_{M\mu\kappa} \delta \mu_\kappa, \end{aligned} \right\} \quad (5-1)$$

где $\delta \mu_\kappa$ — приращение параметра μ_κ (кроме управляющей проводимости, изменения которой учтены членами δY_B и δY_M), а $\sigma_{B\mu\kappa} = \frac{\partial I_B}{\partial \mu_\kappa} + \frac{\partial I_B}{\partial E_0} \frac{\partial E_0}{\partial \mu_\kappa}$ (так же записывается и $\sigma_{M\mu\kappa}$).

В одноконтурных генераторах возмущения управляющей проводимости $Y(p)$ могут быть вызваны изменением управляющего сопротивления R_y и расстройки ξ . В этом случае уравнения (5-1) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} (1 - \sigma_{B\psi} R_y + pT) \delta U - \sigma_{B\varphi} R_y U_0 \delta \varphi = \delta R_y U_0 / R_y + \\ + \sum_{\kappa} \sigma_{B\mu\kappa} R_y \delta \mu_\kappa; \\ (\xi + \sigma_{M\psi} R_y) \delta U + (\sigma_{M\varphi} R_y + pT) U_0 \delta \varphi = \\ = (\xi \delta R_y / R_y - \delta \xi) U_0 - \sum_{\kappa} \sigma_{M\mu\kappa} R_y \delta \mu_\kappa. \end{aligned} \right\} \quad (5-2)$$

При настроенном контуре, когда $n\varphi - m\psi = 0; 180^\circ$, $\sigma_{M\psi} = \sigma_{B\psi} = \sigma_{\psi} = 0$. Если μ_κ — не фаза входного сигнала, то и $\sigma_{M\mu\kappa} = 0^*$. Тогда

$$\begin{aligned} (1 - \sigma_{B\psi} R_y + pT) \delta U &= \delta R_y U_0 / R_y + \sum_{\kappa} \sigma_{B\mu\kappa} R_y \delta \mu_\kappa; \\ (\sigma_{M\varphi} R_y + pT) U_0 \delta \varphi &= -\sigma_{M\varphi} R_y \delta \psi - \delta \xi U_0. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что нестабильность фазы при $\xi = 0$ вызывается лишь изменением фазы входного сигнала и

* Если I_{01} , $I_{\kappa c}$ и $I_{\kappa s}$ зависят от ψ и φ , что бывает, когда постоянные напряжения на электродах зависят от $n\varphi - m\psi$, тождества могут и не выполняться. Однако в известных нам схемах они верны и в этом случае [15].

расстройки ξ , которая меняется при вариации частоты внешней силы или резонансной частоты контура. Нестабильность остальных параметров приводит только к изменению амплитуды выходного сигнала. При комплексном коэффициенте обратной связи, инерционном нелинейном элементе или при наличии нелинейной реактивности на фазу колебаний в той или иной степени будут влиять все параметры.

Коэффициент преобразования возмущений расстройки $\delta\xi$ в возмущения фазы $\delta\varphi$

$$K_{\xi}(j\Omega) = \frac{-\kappa_0}{1 + j\Omega T_{\text{эф}}}. \quad (5-3)$$

Коэффициент преобразования медленных возмущений $\kappa_0 = 1/\sigma_{\text{мф}} R_y = T_{\text{эф}}/T$ характеризует наклон фазовой характеристики в точке $\xi=0$. Эквивалентная постоянная времени такая же, как и при возмущениях фазы φ . Но теперь ее увеличение при изменении режима не уменьшает фазовую модуляцию на выходе, а увеличивает, ибо при этом возрастает κ_0 .

Возмущения фазы выходного сигнала соответствуют изменениям его частоты относительно $m\omega/n$ на величину $d\varphi/dt$. Коэффициент преобразования изменений расстройки в возмущения частоты получается умножением правой части (5-3) на $j\Omega$:

$$K_{\xi\omega}(j\Omega) = \frac{-j\kappa_0\Omega}{1 + j\Omega T_{\text{эф}}}. \quad (5-4)$$

При медленных уходах расстройки $K_{\xi\omega} \approx 0$ и частота выходного сигнала точно равна $m\omega/n$, т. е. следит за входной частотой. При быстрых изменениях входной частоты появляется ошибка, определяемая коэффициентом передачи (5-4).

Когда $\Omega T_{\text{эф}} \gg 1$, ошибка почти равна изменению входной частоты и противоположна ему по знаку, т. е. модуляция на выходе практически отсутствует.

В расстроенном генераторе нестабильность фазы вызывается не только изменениями расстройки. Обозначив через $A_{\text{в}}$ и $B_{\text{в}}$ линейные функции возмущений, стоящие в правых частях (5-1), решим эти уравнения относительно $U_0\delta\varphi$:

$$U_0\delta\varphi = \frac{(1 - \sigma_{\text{вн}} R_y + pT) B_{\text{в}} - (\xi + \sigma_{\text{мф}} R_y) A_{\text{в}}}{(\xi + \sigma_{\text{мф}} R_y) \sigma_{\text{нф}} R_y + (\sigma_{\text{мф}} R_y + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_y + pT)}. \quad (5-5)$$

Если в выражениях (1-23) удержать лишь члены с $\kappa=1$, то

$$I_{\text{в}} = I_{01} + \frac{1}{2} I_c \cos n\varphi; \quad I_{\text{м}} = \frac{1}{2} I_s \sin n\varphi$$

и

$$\sigma_{\text{вн}} = \sigma_{01} + \frac{1}{2} \sigma_c \cos n\varphi; \quad \sigma_{\text{мн}} = \frac{1}{2} \sigma_s \sin n\varphi;$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{в}\varphi} &= -\frac{1}{2} n S_c \sin n\varphi + \\ &+ \frac{1}{U} \left[\frac{\partial I_{01}}{\partial E_3} \frac{\partial E_3}{\partial \varphi} + \frac{1}{2} \frac{\partial I_c}{\partial E_3} \frac{\partial E_3}{\partial \varphi} \cos n\varphi \right]; \\ \sigma_{\text{м}\varphi} &= \frac{1}{2} n S_s \cos n\varphi + \frac{1}{2U} \frac{\partial I_s}{\partial E_3} \frac{\partial E_3}{\partial \varphi} \sin n\varphi. \end{aligned}$$

Здесь

$$\sigma_{01, c, s} = \frac{\partial I_{01, c, s}}{\partial U} + \frac{\partial I_{01, c, s}}{\partial E_3} \frac{\partial E_3}{\partial U}.$$

В большинстве генераторов напряжения на электродах нелинейного элемента не зависят или слабо зависят от фазы φ . В этом случае $\partial E_3 / \partial \varphi = 0$ и коэффициенты $\sigma_{\text{вн}}$, $\sigma_{\text{мн}}$, $\sigma_{\text{в}\varphi}$, $\sigma_{\text{м}\varphi}$ определяются равенствами (1-48).

При изменении режима все коэффициенты в (5-5) меняются. Можно подобрать такой режим, когда неустойчивость фазы будет минимальной.

5-3. МЕДЛЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФАЗЫ ПРИ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ

При медленных возмущениях в уравнениях (5-5) следует положить $p=0$. Поскольку уравнения линейны, влияние возмущений разных параметров будем рассматривать отдельно. При изменении расстройки, как следует из (5-1), $A_{\text{в}}=0$, а $B_{\text{в}}=-\delta\xi U_0$. Вводя коэффициент фазовой неустойчивости по расстройке $K_{\text{с}\xi} = n\delta\varphi/\delta\xi$ и коэффициенты

$$\alpha_p = 1 - S_{01} R_y; \quad \beta_s = S_c / S_s; \quad \delta_n = -\frac{\xi + \sigma_{\text{мн}} R_y}{(1 - \sigma_{\text{вн}} R_y) \xi},$$

для случая $\partial E_3 / \partial \varphi = 0$ можно записать [15]:

$$K_{0\xi} = \frac{1}{(\delta_n / \beta_s) \xi^2 - \alpha_p \beta_s}.$$

Для примера на рис. 5-1,а приведены зависимости $K_{0\xi}$ от расстройки для ДЗС. Интересно, что иногда минимальная неустойчивость получается при расстроенном контуре. В делителях без асинхронной составляющей при небольших n это выражено еще более ярко (например, в ДДЧ — рис. 5-1,б). В генераторах с большой асинхрон-

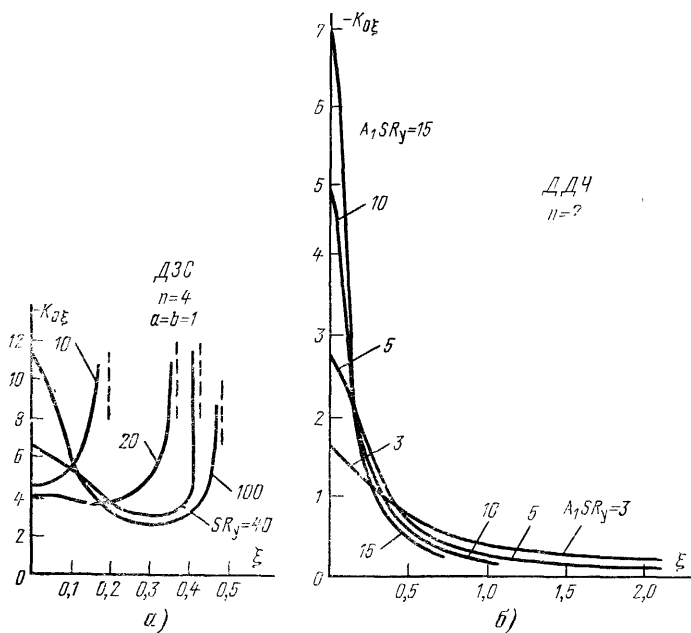


Рис. 5-1.

ной составляющей, наоборот, минимальная неустойчивость получается в середине полосы. Действительно, ведь у них на основании (1-71) и (1-72)

$$\frac{dn\varphi}{d\xi} = \frac{-1}{\sqrt{(\pi/2)^2 - \xi^2}}.$$

Здесь расширение полосы синхронизма уменьшает неустойчивость. В общем же случае так получается не всегда. Например, в ДДЧ в центре полосы она чаще возрастает (на рис. 5-1,б более широкая полоса соответствует большей регенерации).

Перейдем к рассмотрению неустойчивости фазы за счет изменения тока нелинейного элемента. Расчетные

формулы значительно упрощаются, когда составляющие этого тока линейно зависят от параметра μ_k . Это получается, например, если μ_k — крутизна характеристики при полигональной аппроксимации или коэффициент параболы при аппроксимации параболой с отсечкой. В таких случаях

$$A_B = I_B R_Y \frac{\partial \mu_k}{\mu_k}; \quad B_B = -I_M R_Y \frac{\partial \mu_k}{\mu_k}.$$

Вводя коэффициент фазовой неустойчивости $K_{\mu k} = n \mu_k \delta \varphi / \delta \mu_k$ по параметру μ_k , можно получить:

$$K_{\mu k} = \frac{-\xi (1 + \delta_H)}{(\delta_H / \beta_S) \xi^2 - \alpha_{pl} \beta_S}.$$

На рис. 5-2 изображены зависимости от расстройки коэффициента фазовой неустойчивости по крутизне K_s для ДЗС при кусочно-линейной аппроксимации характеристики (с верхним загибом). Минимальная неустойчивость получается при настроенном контуре. Вблизи границы полосы синхронизма она резко возрастает. Подбором режима можно добиться уменьшения неустойчивости в широкой полосе расстроек. Однако не следует забывать, что крутизна — не единственный источник неустойчивости. При изменении напряжения питания меняются и другие параметры характеристики нелинейного элемента. Для более точных расчетов надо знать зависимости $I_B(E_0)$ и $I_M(E_0)$. В генераторах с большой асинхронной составляющей достаточно одной зависимости $\Pi(\mu_k)$, ибо у них

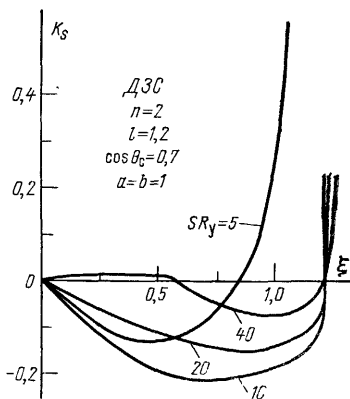


Рис. 5-2.

$$\frac{dn\varphi}{d\mu_k} = \frac{2\xi \frac{d\Pi}{d\mu_k}}{\Pi \sqrt{\Pi^2 - 4\xi^2}}.$$

Во всех случаях минимальное влияние питающих напряжений будет при настроенном контуре. Это подтверж-

дают и результаты эксперимента с различными делителями частоты [15]. В пентодных генераторах изменение анодного напряжения в пределах 30% приводило к уходам фазы, не превышающим почти всегда 1° . А при изменении напряжения накала на 20% фаза изменялась еще меньше ($0,1-0,3^\circ$). Сильнее всего на фазу влияет экранное напряжение. На рис.

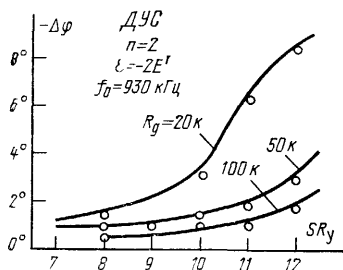


Рис. 5-3.

стройки ξ . Нестабильность входной частоты или частоты контура порядка 10^{-4} , в зависимости от схемы и режима делителя, вызывает изменение фазы при $Q=100$ от $0,5$ до 5° . А уходы фазы при вариациях экранного напряжения в пределах 2% почти всегда меньше $0,5^\circ$. Другие питающие напряжения влияют на фазу еще слабее.

Поскольку в делителях частоты медленные приращения фазы входного сигнала уменьшаются в n раз, наибольшую опасность в многокаскадных схемах представляет последний каскад. В многокаскадных умножителях частоты, напротив, наибольший вклад в фазовую нестабильность вносят первые каскады.

5-4. ВЛИЯНИЕ БОЛЬШИХ ФЛУКТУАЦИЙ РАССТРОЙКИ

При нормальном законе распределения ξ возможны большие отклонения расстройки, для которых линейные уравнения непригодны. В этом случае приходится пользоваться нелинейными уравнениями. Для генераторов с большой асинхронной составляющей достаточно рассмотреть одно фазовое уравнение (4-5), положив в нем $\psi=0$. Подобное уравнение исследовано в работе [105]. Полученные там результаты используются при дальнейшем изложении.

Выделив в отдельное слагаемое флуктуационную часть расстройки $\xi_{сл}(\tau)$, запишем уравнение (4-5) в виде

$$\frac{dn\varphi}{d\tau} = -\frac{n\Pi}{\sin n\varphi} \sin n\varphi - n\xi - n\xi_{сл}(\tau).$$

Рассмотрим медленные флуктуации. В этом случае, если $|\xi + \xi_{\text{с.л}}(\tau)| \leq \Pi/2$,

$$n\varphi = -\arcsin \frac{2[\xi + \xi_{\text{с.л}}(\tau)]}{\Pi}. \quad (5-6)$$

Когда же $|\xi + \xi_{\text{с.л}}(\tau)| > \Pi/2$, можно считать, что фаза меняется по закону (1-88). Изменение ее на 2π происходит за время $2\pi T[(\xi + \xi_{\text{с.л}})^2 - \Pi^2/4]^{-1/2}$. Для упрощения примем, что фаза меняется линейно с такой же средней скоростью:

$$\varphi(t) = \varphi_{\text{нач}} - \frac{t}{T} V[(\xi + \xi_{\text{с.л}})^2 - \Pi^2/4] \text{sign}(\xi + \xi_{\text{с.л}}). \quad (5-7)$$

Уравнения (5-5) и (5-7) достаточно точно описывают поведение фазы при любых $\xi + \xi_{\text{с.л}}$, за исключением небольших окрестностей вблизи границ полосы синхронизма. Вероятность пребывания $\xi_{\text{с.л}}$ в этих окрестностях мала, поэтому такое приближение дает небольшую ошибку [105].

За счет изменения ξ фаза колебаний за время t получает некоторое приращение:

$$\Delta\varphi_t = \varphi(t+t_0) - \varphi(t_0). \quad (5-8)$$

Если его среднее значение $\overline{\Delta\varphi_t}$ не равно нулю, средняя частота колебаний смещается на $\Delta\omega_{\text{см}} = \overline{\Delta\varphi_t}/t$. При медленных изменениях ξ набег фазы определяется главным образом изменениями фазы во время асинхронного режима [105]. Поэтому

$$\overline{\Delta\varphi_t} = \int_{|\xi + \xi_{\text{с.л}}| > \Pi/2} \frac{t}{T} V[(\xi + \xi_{\text{с.л}})^2 - \Pi^2/4] \text{sign}(\xi + \xi_{\text{с.л}}) W(\xi_{\text{с.л}}) d\xi_{\text{с.л}},$$

где $W(\xi_{\text{с.л}})$ — плотность вероятности случайной части расстройки. Отсюда при нормальном законе распределения с дисперсией σ_{ξ}^2

$$\begin{aligned} \xi_{\text{см}} = \Delta\omega_{\text{см}} T = \frac{1}{\sigma_{\xi} \sqrt{2\pi}} \int_{\xi + \Pi/2}^{\infty} V[(\xi_{\text{с.л}} - \xi)^2 - (\Pi/2)^2] \times \\ \times e^{-\xi_{\text{с.л}}^2/2\sigma_{\xi}^2} d\xi_{\text{с.л}} - \int_{\Pi/2 - \xi}^{\infty} V[(\xi + \xi_{\text{с.л}})^2 - (\Pi/2)^2] e^{-\xi_{\text{с.л}}^2/2\sigma_{\xi}^2} d\xi_{\text{с.л}}. \end{aligned} \quad (5-9)$$

В настроенном генераторе положительные и отрицательные набег фазы равновероятны. Поэтому смещение частоты отсутствует. При $\xi \neq 0$ средняя частота колебаний смещается в сторону $m\omega/\pi$. На рис. 5-4 приведены графики зависимости $\xi_{\text{см}}$ от расстройки, рассчитанные по формуле (5-9) для разных уровней флуктуаций $\xi_{\text{с.л}}$

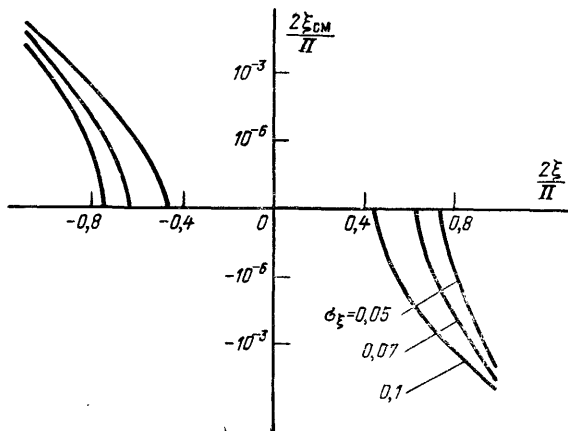


Рис. 5-4.

[105]. С ростом интенсивности флуктуаций сдвиг средней частоты увеличивается. Из-за этого при сильных флуктуациях использовать всю полосу синхронизма нельзя

5-5. МАЛЫЕ ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ

С помощью термостатирования, стабилизации напряжений источников питания и других мер нестабильность фазы можно свести до весьма малого уровня. Но при этом всегда остаются флуктуации, вызванные внутренними шумами схемы. Они и определяют минимально достижимый уровень нестабильности.

Будем считать, что флуктуационное воздействие осуществляется через малый по сравнению с регулярным шумовой ток $i_{ш}$, протекающий через избирательную нагрузку. Этот ток может быть представлен в виде колебания частоты $m\omega/n$ со случайной амплитудой и фазой [106]. Его можно характеризовать комплексной амплитудой $I_{ш} = (I_{в.ш} - jI_{м.ш})e^{j\varphi}$, где $I_{в.ш}$ и $I_{м.ш}$ — амплитуды вещественной и мнимой составляющих шумового тока.

При наличии $i_{ш}$ амплитуды и фазы основной гармоники тока и напряжения обратной связи получают малые флуктуационные приращения:

$$U = U_0 + U_{\phi}; \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi_{\phi}; \quad I_{в} = I_{в0} + I_{в.\phi}; \quad I_{м} = I_{м0} + I_{м.\phi},$$

причем

$$I_{в.\phi} = \sigma_{в\phi} U_{\phi} + \sigma_{в\varphi} U_0 \varphi_{\phi} + I_{м0} \varphi_{\phi};$$

$$I_{м} = \sigma_{м\phi} U_{\phi} + \sigma_{м\varphi} U_0 \varphi_{\phi} - I_{в0} \varphi_{\phi}.$$

Линеаризуя, как это было сделано в § 4-6, символические уравнения вокруг стационарного режима, получаем:

$$\begin{aligned} [Y_{\text{в}}(p) - \sigma_{\text{вн}}] U_{\text{ф}} - [Y_{\text{м}}(p) + S_{\text{м0}} + \sigma_{\text{вф}}] U_{\text{0}} \varphi_{\text{ф}} &= I_{\text{в.ш}}; \\ [Y_{\text{м}}(p) + \sigma_{\text{мн}}] U_{\text{ф}} + [Y_{\text{м}}(p) - S_{\text{в0}} + \sigma_{\text{мф}}] U_{\text{0}} \varphi_{\text{ф}} &= -I_{\text{м.ш}}. \end{aligned}$$

Отсюда для одноконтурных генераторов

$$\begin{aligned} U_{\text{0}} \varphi_{\text{ф}} &= \frac{-[(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) U_{\text{в.ш}} + (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT) U_{\text{м.ш}}]}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)}; \\ U_{\text{ф}} &= \frac{-\sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} U_{\text{м.ш}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) U_{\text{в.ш}}}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)}, \end{aligned}$$

где $U_{\text{в.ш}} = I_{\text{в.ш}} R_{\text{y}}$, а $U_{\text{м.ш}} = I_{\text{м.ш}} R_{\text{y}}$.

В силу линейности этих уравнений воздействие вещественной и мнимой компонент шумового тока можно рассматривать по отдельности, а выходной эффект получать сложением средних квадратов с учетом корреляции.

В общем случае вещественная компонента шумового тока вызывает флуктуации как фазы выходного сигнала

$$U_{\text{0}} \varphi_{\text{ф (в)}} = \frac{-(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}})}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)} U_{\text{в.ш}}, \quad (5-10)$$

так и его амплитуды:

$$U_{\text{ф (в)}} = \frac{\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)} U_{\text{в.ш}}. \quad (5-11)$$

Мнимая компонента шумового тока также вызывает флуктуации как фазы выходного сигнала

$$U_{\text{0}} \varphi_{\text{ф (м)}} = \frac{-(1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)} U_{\text{м.ш}}; \quad (5-12)$$

так и его амплитуды:

$$U_{\text{ф (м)}} = \frac{-\sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}}}{(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_{\text{y}}) \sigma_{\text{вф}} R_{\text{y}} + (\sigma_{\text{мф}} R_{\text{y}} + pT) (1 - \sigma_{\text{вн}} R_{\text{y}} + pT)} U_{\text{м.ш}}. \quad (5-13)$$

Знаменатель в выражениях (5-10) — (5-13) при $p=0$ совпадает с коэффициентом a_2 (1-46) характеристического уравнения. Поэтому в тех случаях, когда граница по-

лосы синхронизма определяется вертикальными касательными к резонансной характеристике ($a_2=0$), флуктуации на границах становятся бесконечно большими.

Для быстрых флуктуаций ($p \rightarrow \infty$)

$$U_0 \varphi_{\Phi (B)} = \frac{-(\xi + \sigma_{\mu} R_y)}{(pT)^2} U_{B.ш}, \quad U_{\Phi (M)} = \frac{-\sigma_{вф} R_y}{(pT)^2} U_{M.ш};$$

$$U_{\Phi (B)} = \frac{U_{B.ш}}{pT}; \quad (5-14)$$

$$U_0 \varphi_{\Phi (M)} = -\frac{U_{M.ш}}{pT}. \quad (5-15)$$

Быстрые флуктуации амплитуды в основном создают вещественной составляющей шумового тока (5-14), а фазы — мнимой (5-15). При этом они совпадают с флуктуациями свободного генератора [108]*.

При настроенном контуре $\sigma_{\mu} = \sigma_{вф} = 0$, поэтому $U_0 \varphi_{\Phi (B)} = U_{\Phi (M)} = 0$. Следовательно, вещественная компонента шумового тока приводит лишь к флуктуациям амплитуды:

$$U_{\Phi} = \frac{U_{B.ш}}{1 - \sigma_{вф} R_y + pT}, \quad (5-16)$$

а мнимая — к флуктуациям фазы:

$$U_0 \varphi_{\Phi} = \frac{-U_{M.ш}}{\sigma_{мф} R_y + pT}. \quad (5-17)$$

Равенствам (5-16), (5-17) можно поставить в соответствие эквивалентные схемы, состоящие из линейных усилителей и RC -цепочек с постоянными времени соответственно $T_{эА}$ (4-29) и $T_{эф}$ (4-27). Поэтому флуктуации амплитуды и фазы вызываются в основном низкочастотными составляющими вещественной и мнимой частей шумового тока, т. е. спектральными составляющими $i_{ш}$, расположенными вблизи частоты $m\omega/n$. Чем больше постоянные времени, тем лучше «фильтруется» шум и меньше флуктуации выходного сигнала. Зависимости $T_{эА}$ и $T_{эф}$ от режима рассматривались в § 4-6.

* Уравнение (5-15) в свободном режиме справедливо для любой частоты возмущения.

При расстроенном контуре ($\xi \neq 0$) обе составляющие шумового тока приводят к флуктуациям как амплитуды, так и фазы сигнала. Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} C_3 &= \frac{T}{R_y}; & R_{13} &= \frac{R_y}{1 - \sigma_{\text{вн}} R_y}; & R'_{13} &= \frac{1}{\sigma_{\text{мф}}}; & L_3 &= \frac{TR_y}{a_2}; \\ R_3 &= \frac{\sigma_{\text{мф}} R_y - \sigma_{\text{вн}} R_y + 1}{a_2}; & K_{\text{вф}} &= \frac{-(\xi + \sigma_{\text{мн}} R_y)}{c_2}; \\ K_{\text{вн}} &= \frac{\sigma_{\text{мф}} R_y}{a_2}; & K_{\text{мф}} &= \frac{-(1 - \sigma_{\text{вн}} R_y)}{a_2}; & K_{\text{мн}} &= \frac{-\sigma_{\text{вф}} R_y}{a_2}. \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

Тогда равенства (5-10) — (5-13) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} U_{\phi(в)} &= \frac{K_{\text{вф}}}{1 + pC_3R_3 + p^2C_3L_3} U_{\text{в.ш}}; \\ U_{\phi(в)} &= \frac{K_{\text{вн}}(1 + pC_3R'_{13})}{1 + pC_3R_3 + p^2C_3L_3} U_{\text{в.ш}}; \\ U_{\phi(м)} &= \frac{K_{\text{мф}}(1 + pC_3R_{13})}{1 + pC_3R_3 + p^2C_3L_3} U_{\text{м.ш}}; \\ U_{\phi(м)} &= \frac{K_{\text{мн}}}{1 + pC_3R_3 + p^2C_3L_3} U_{\text{м.ш}}. \end{aligned} \right\} \quad (5-19)$$

Эквивалентные схемы, показывающие преобразование вещественной и мнимой составляющих шумового напряжения во флуктуации амплитуды и фазы выходного

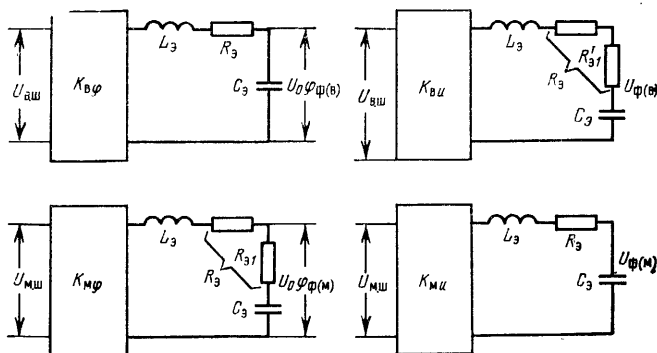


Рис. 5-5.

сигнала, изображены на рис. 5-5. Схемы состоят из линейных «усилителей» с бесконечной полосой пропускания и последовательных RLC -цепочек, параметры которых зависят от схемы генератора, его режима и параметров контура. Такие же эквивалентные схемы можно ввести и при исследовании прохождения модулированных колебаний.

Если один из коэффициентов a_1 (1-45) или a_2 меньше нуля, сопротивление R_3 отрицательно. При этом эквивалентные схемы становятся неустойчивыми, что соответствует неустойчивости стационарного режима. Обычно граница полосы определяется положением вертикальных касательных к резонансной характеристике ($a_2=0$). Поэтому здесь коэффициенты передачи усилителей обращаются в бесконечность.

Если известен энергетический спектр входного воздействия $F_{\text{вх}}(\Omega)$, энергетический спектр реакции системы $F_{\text{вых}}(\Omega)$ вычисляется через ее коэффициент передачи $K(j\Omega)$:

$$F_{\text{вых}}(\Omega) = F_{\text{вх}}(\Omega) |K(j\Omega)|^2.$$

Функция корреляции стационарного случайного процесса находится с помощью преобразования Фурье:

$$\Psi_{\text{кор}}(\tau_k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F_{\text{вых}}(\Omega) \cos \Omega \tau_k d\Omega.$$

В нашей задаче входными воздействиями являются вещественная и мнимая составляющие шумового напряжения, а коэффициенты передачи определяются из (5-19) при замене p на $j\Omega$. Если иметь в виду тепловой или дробовой шум, можно считать, что спектральные плотности $U_{\text{в.ш}}$ и $U_{\text{м.ш}}$ равны F_0 во всем диапазоне частот. Это справедливо и во всех других случаях, когда спектр шума много шире эквивалентных полос автогенератора, определяемых схемами рис. 5-5.

Тогда при $Q_3 = \rho_3/R_3 = \sqrt{\frac{L_3}{C_3}} / R_3 > 1/2$ функции корреляции флуктуаций фазы $\Psi_{\text{вф}}(\tau)$, $\Psi_{\text{мф}}(\tau)$ и амплитуды $\Psi_{\text{ви}}(\tau)$, $\Psi_{\text{ми}}(\tau)$ соответственно за счет вещественной и мни-

мой составляющих шумового тока имеют вид [107]:

$$\left. \begin{aligned}
 \Psi_{вф}(\tau_K) &= \frac{K_{вф}^2 F_0 \omega_3 Q_3}{4} e^{-\beta_3 |\tau_K|} \left(\cos \omega_{к3} \tau_K + \right. \\
 &+ \left. \frac{\beta_3}{\omega_{к3}} \sin \omega_{к3} |\tau_K| \right); \quad \Psi_{в\epsilon}(\tau_K) = \frac{K_{в\epsilon}^2 F_\epsilon \omega_3 Q_3}{4} \times \\
 &\times e^{-\beta_3 |\tau_K|} \left[\left(1 + \frac{R_{13}'^2}{\rho_{33}^2} \right) \cos \omega_{к3} \tau_K + \right. \\
 &+ \left. \left(1 - \frac{R_{13}'^2}{\rho_{33}^2} \right) \frac{\beta_3}{\omega_{к3}} \sin \omega_{к3} |\tau_K| \right]; \\
 \Psi_{мф}(\tau_K) &= \frac{K_{мф}^2 F_0 \omega_3 Q_3}{4} e^{-\beta_3 |\tau_K|} \left[\left(1 + \frac{R_{23}^2}{\rho_{33}^2} \right) \times \right. \\
 &\times \cos \omega_{к3} \tau_K + \left. \left(1 - \frac{R_{23}^2}{\rho_{33}^2} \right) \frac{\beta_3}{\omega_{к3}} \sin \omega_{к3} |\tau_K| \right]; \\
 \Psi_{му}(\tau_K) &= \frac{K_{му}^2 F_\epsilon \omega_3 Q_3}{4} e^{-\beta_3 |\tau_K|} \times \\
 &\times \left(\cos \omega_{к3} \tau_K + \frac{\beta_3}{\omega_{к3}} \sin \omega_{к3} |\tau_K| \right).
 \end{aligned} \right\} (5-20)$$

Здесь использованы обозначения:

$$\omega_3 = \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}}; \quad \omega_{к3}^2 = \omega_3^2 - \beta_3^2; \quad \beta_3 = \frac{R_3}{2L_3}.$$

Колебательность функции корреляции означает, что в спектре флуктуаций преобладают составляющие с частотами, близкими к $\omega_{к3}$. Если же $Q_3 \gg 1$, флуктуации амплитуды и фазы по своему характеру приближаются к гармоническому колебанию.

Когда эквивалентный контур становится апериодическим ($Q_3 < 1/2$), $\sin \omega_{к3} |\tau_K|$ и $\cos \omega_{к3} \tau_K$ в (5-20) заменяются на $\text{sh } \omega_{к3} |\tau_K|$ и $\text{ch } \omega_{к3} |\tau_K|$ соответственно. Граничный случай $Q_3 = 1/2$ получается из (5-20) предельным переходом $\omega_{к3} \rightarrow 0$.

При дробовом или тепловом шуме $U_{в.ш}$ и $U_{м.ш}$ не коррелированы и их взаимный спектр равен нулю. Поэтому функции корреляции суммарных флуктуаций амплитуды $\Psi_u(\tau_K)$ и фазы $\Psi_\varphi(\tau_K)$

$$\Psi_u(\tau_K) = \Psi_{вu}(\tau_K) + \Psi_{му}(\tau_K); \quad \Psi_\varphi(\tau_K) = \Psi_{вф}(\tau_K) + \Psi_{мф}(\tau_K).$$

В настроенном генераторе $\Psi_{\omega\varphi}(\tau_K) = \Psi_{\omega\psi}(\tau_K) = 0$ и

$$\Psi_u(\tau_K) = \frac{K_{\text{в}0}^2 F_0}{4T_{\text{эА}}} e^{-|\tau_K|/T_{\text{эА}}}; \quad \Psi_\varphi(\tau_K) = \frac{K_{\text{м}0}^2 F_0}{4T_{\text{эф}}} e^{-|\tau_K|/T_{\text{эф}}}, \quad (5-21)$$

где

$$K_{\text{в}0} = \frac{1}{1 - \sigma_{\text{в}u} R_y}; \quad K_{\text{м}0} = \frac{1}{\sigma_{\text{м}\varphi} R_y}.$$

Средние квадраты флуктуаций амплитуды и фазы получаются из (5-20) при $\tau_K = 0$:

$$D_{\text{в}\varphi} = \frac{K_{\text{в}\varphi}^2 F_0 \omega_{\text{э}} Q_{\text{э}}}{4}; \quad D_{\text{в}\psi} = \frac{K_{\text{в}\psi}^2 F_0 \omega_{\text{э}} Q_{\text{э}}}{4} \left(1 + \frac{R_{1\text{э}}'^2}{\rho_{\text{э}}^2} \right);$$

$$D_{\text{м}u} = \frac{K_{\text{м}u}^2 F_0 \omega_{\text{э}} Q_{\text{э}}}{4}; \quad D_{\text{м}\varphi} = \frac{K_{\text{м}\varphi}^2 F_0 \omega_{\text{э}} Q_{\text{э}}}{4} \left(1 + \frac{R_{1\text{э}}^2}{\rho_{\text{э}}^2} \right).$$

Для теплового и дробового шума дисперсии суммарных флуктуаций

$$D_u = D_{\text{в}u} + D_{\text{м}u}, \quad D_\varphi = D_{\text{в}\varphi} + D_{\text{м}\varphi}.$$

При $\xi = 0$

$$D_u = \frac{K_{\text{в}0}^2 F_0}{4T_{\text{эА}}}; \quad D_\varphi = \frac{K_{\text{м}0}^2 F_0}{4T_{\text{эф}}}.$$

В отличие от свободных [108], в синхронизированных генераторах дисперсия флуктуаций фазы при монохроматическом воздействии конечна. Принудительная синхронизация приводит к тому, что случайный набег фазы не растет по диффузионному закону, а имеет, подобно амплитудным флуктуациям, стационарный разброс около того значения, которое навязывает системе внешняя э. д. с. В синхронизированных генераторах любые малые отклонения фазы затухают, на что указывает наличие сопротивления $R_{\text{э}}$ в эквивалентных схемах. В эквивалентной схеме свободного генератора активное сопротивление отсутствует [108] и возмущения фазы не восстанавливаются, а накапливаются.

В некоторых приложениях оказывается важным знать энергетический спектр выходного сигнала. Причем наибольший интерес представляет изменение спектра за счет флуктуаций фазы, ибо возмущения амплитуды могут быть уменьшены применением ограничителей.

Если флуктуации фазы являются стационарным нормальным случайным процессом, спектр колебания

$u(t) = U_0 \cos \left[\frac{m}{n} \omega t + \varphi(t) \right]$ определяется формулой [109]*:

$$F_u(\omega_\tau) = U_0^2 \int_0^\infty e^{-[D_\varphi - \Psi_\varphi(\tau_k)]/U_0^2} \cos \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) \tau_k d\tau_k. \quad (5-22)$$

Функция корреляции $\Psi_\varphi(\tau_k)$ при больших τ_k стремится к нулю, поэтому интеграл (5-22) удобнее записать в виде

$$F(\omega_\tau) = U_0^2 e^{-D_\varphi/U_0^2} \int_0^\infty [1 + (e^{\Psi_\varphi(\tau_k)/U_0^2} - 1)] \times \\ \times \cos \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) \tau_k d\tau_k.$$

Отсюда следует, что спектр состоит из монохроматической линии мощностью $\frac{U_0^2}{2} e^{-D_\varphi/U_0^2}$ и пьедестала,

определяемого вторым слагаемым под интегралом. При $D_\varphi/U_0^2 \ll 1$ форма пьедестала совпадает с формой спектра фазовых флуктуаций. Действительно, в этом случае

$$F_u(\omega_\tau) = U_0^2 \int_0^\infty \left[1 - \frac{D_\varphi - \Psi_\varphi(\tau_k)}{U_0^2} \right] \cos \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) \tau_k d\tau_k = \\ = \frac{U_0^2}{2} \left\{ 2\pi \left(1 - \frac{D_\varphi}{U_0^2} \right) \delta \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) + \frac{1}{2} F_\varphi \left(\left| \omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right| \right) \right\},$$

где $F_\varphi(\Omega)$ — спектр флуктуаций фазы, а $\delta(x)$ — дельта-функция [109].

Если еще учесть и малые флуктуации амплитуды [109], то

$$F_u(\omega_\tau) \approx \frac{U_0^2}{2} \left[2\pi \delta \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) + \frac{1}{2} F_\varphi \left(\left| \omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right| \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} F_\alpha \left(\left| \omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right| \right) + F_{\alpha\varphi} \left(\omega_\tau - \frac{m}{n} \omega \right) \right].$$

* D_φ — дисперсия случайной функции $U_0\varphi$.

Здесь $F_{\alpha}(\Omega)$ — спектр относительных флуктуаций амплитуды, а $F_{\alpha\varphi}(\Omega)$ — взаимный спектр флуктуаций амплитуды и фазы. При отсутствии корреляции между флуктуациями амплитуды и фазы $F_{\alpha\varphi} = 0$ и пьедестал является суммой пьедесталов от амплитудного и фазового шумов. Корреляция между ними приводит к асимметрии пьедестала.

В генераторах с большой асинхронной составляющей амплитудное и фазовое уравнения разделяются. Поэтому эквивалентные схемы для флуктуаций будут состоять

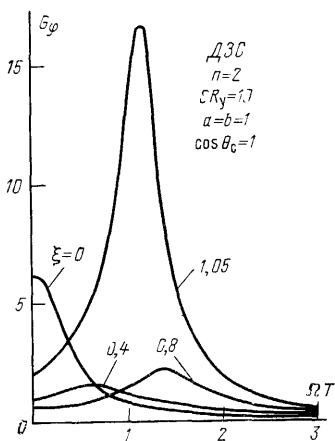


Рис. 5-6.

из усилителей, нагруженных на RC -цепочки с постоянными времени $T_{\text{эА}}$ (4-29) и $T'_{\text{эф}}$ (4-31). В этом случае фазовые шумы минимальны при настроенном контуре. На границах полосы синхронизма они сильно возрастают и их нельзя не учитывать в амплитудном уравнении. Из-за фазовых шумов амплитудные шумы на границах полосы тоже возрастают. Внутри полосы приближенное амплитудное уравнение по форме совпадает с уравнением сво-

бодного генератора. Поэтому уровень амплитудных шумов получается такого же порядка, как и в свободном режиме. При малой внешней силе уравнения совпадают полностью. Следовательно, слабое воздействие вообще не меняет уровня амплитудных шумов. Лишь на границах полосы синхронизма он возрастает. При увеличении внешней силы режим нелинейного элемента меняется, из-за чего уровень шумов становится немного другим.

Результаты расчетов флуктуаций в некоторых схемах имеются в [15]. Для примера на рис. 5-6 изображены относительные энергетические спектры флуктуаций фазы

$$G_{\varphi}(\Omega T) = \frac{|U_0 \varphi_{\text{ф}}(\text{н})|^2 + |U_0 \varphi_{\text{ф}}(\text{м})|^2}{F_0}$$

для одного из режимов ДЗС. При расстройке, близкой к граничной, во флуктуациях преобладают составляющие с частотами $\Omega \approx \omega_0 \approx 1,2/T$. С увеличением коэффициента деления роль асинхронной составляющей возрастает, поэтому обычно почти во всей полосе преобладают низкочастотные флуктуации. Для $n=3 \div 5$ они получаются примерно одинаковыми, причем для $\Omega T = 0 \div 1$ G_u и G_φ имеют порядок 1, а для $\Omega T = 3$ — порядок 0,1 (G_u определяется аналогично G_φ). На краях полосы синхронизма G_u и G_φ всегда резко возрастают. Для $n=2$ минимум дисперсии фазы иногда получается при расстроенном контуре. Для $n > 3$, когда делитель можно считать генератором с большой амплитудой I_{01} , дисперсия почти всегда минимальна при $\xi = 0$.

В ДЗС с $f_0 = 1$ МГц и $Q = 50$ при $n=2$, $SR_y = 20$, $a = b = 1$, $\cos \theta_c = 1$ и $\xi = 0$ расчетное значение среднего квадрата флуктуаций фазы за счет дробового шума лампы 6Ж10П $\overline{\varphi^2_\varphi} = 14 \cdot 10^{-13}$ рад² = 0,06 (угл. с)², т. е. $\sqrt{\overline{\varphi^2_\varphi}} = 0,245''$. А спектральная плотность фазовых флуктуаций на низких частотах ($\Omega T \approx 0$) здесь

$$F_\varphi(\Omega) = 3,8 \cdot 10^{-16} \text{ рад}^2/(\text{рад/с}).$$

5.6. БОЛЬШИЕ ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ

Когда генератор работает при больших внешних шумах или на границе полосы синхронизма, линейная теория становится непригодной. Да и при малом уровне нормального шума существует вероятность больших отклонений от стационарного режима. Поэтому представляет интерес исследование нелинейных уравнений генератора. Рассмотрим синхронизацию одноконтурных генераторов с большой асинхронной составляющей. Два их дифференциальных уравнения можно рассматривать отдельно друг от друга, ибо амплитуда меняется гораздо быстрее фазы и при каждом значении фазы успевает установиться равновесное распределение амплитуды. Если отклонения амплитуды малы, ее в фазовом уравнении можно приближенно считать постоянной и равной стационарному значению. В этом случае фазовое уравнение принимает вид:

$$\frac{dn\varphi}{d\tau} = -n\xi - \frac{n\pi}{2} \sin n\varphi - nv_{\text{ш}}, \quad (5-23)$$

где $v_{\text{ш}} = I_{\text{м.ш}} R_y / U_0$.

Будем считать случайную функцию $v_{ш}$ дельта-коррелированной с $F_{\nu}(\Omega) = F_{\nu 0}$. Тогда фазовые флуктуации можно приближенно считать марковским процессом [109]. Это дает возможность применить для плотности вероятности $W(n\varphi, \tau)$ уравнения Фоккера-Планка. Уравнение (5-23) подобно уравнению, описывающему поведение броуновской частицы в потенциальном поле. Функция

$$G(n\varphi) = \left(-n\xi - \frac{n\Pi}{2} \sin n\varphi \right) W(n\varphi, \tau) - \frac{nF_{\nu 0}}{4T} \frac{\partial W(n\varphi, \tau)}{\partial n\varphi} \quad (5-24)$$

представляет собой «поток вероятности» через сечение $n\varphi$. Из закона «сохранения вероятности»

$$\frac{\partial W(n\varphi, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial G(n\varphi)}{\partial n\varphi} = 0 \quad (5-25)$$

получается уравнение Фоккера — Планка:

$$\frac{\partial W(n\varphi, \tau)}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial n\varphi} \left[\left(-n\xi - \frac{n\Pi}{2} \sin n\varphi \right) W(n\varphi, \tau) \right] + \frac{nF_{\nu 0}}{4T} \frac{\partial^2 W(n\varphi, \tau)}{\partial n\varphi^2}.$$

Решение этого уравнения $W(n\varphi, \tau)$ характеризует изменение во времени закона распределения фазы. Приближенное решение для $\xi=0$ приводится в [109]. Потенциальная функция поля сил

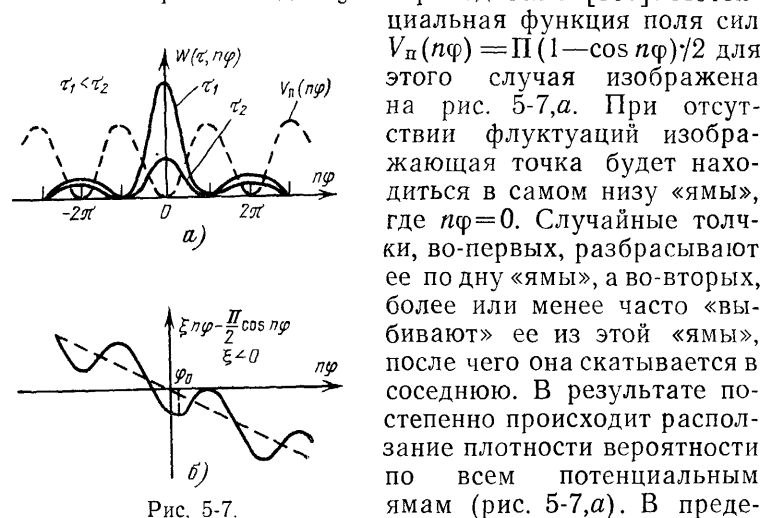


Рис. 5-7.

$V_n(n\varphi) = \Pi(1 - \cos n\varphi)/2$ для этого случая изображена на рис. 5-7, а. При отсутствии флуктуаций изображающая точка будет находиться в самом низу «ямы», где $n\varphi=0$. Случайные толчки, во-первых, разбрасывают ее по дну «ямы», а во-вторых, более или менее часто «выбивают» ее из этой «ямы», после чего она скатывается в соседнюю. В результате постепенно происходит расплывание плотности вероятности по всем потенциальным ямам (рис. 5-7, а). В преде-

ле при $\tau \rightarrow \infty$, очевидно, $W(n\varphi, \tau) \rightarrow 0$ для любого значения φ .

При наличии расстройки потенциальная функция имеет характер $\xi n\varphi - (\Pi \cos n\varphi)/2$ (рис. 5-7,б). Поэтому случайные толчки чаще забрасывают изображающую точку в нижнюю «яму». В результате происходит постепенное сползание ее вниз и тем быстрее, чем больше расстройка. При $\xi > \Pi/2$ сползание будет и в отсутствие случайного воздействия, что соответствует режиму биений.

В стационарном режиме функция $W(n\varphi, \infty) = W(n\varphi)$, очевидно, должна быть периодической, поскольку значения $n\varphi$ и $n\varphi + 2\pi$ равноправны. Поэтому всю ось заменим отрезком 2π . Тогда функция $W(n\varphi)$ станет конечной. Это соответствует нормировке плотности вероятности на интервале 2π :

$$\int_0^{2\pi} W(n\varphi) d n\varphi = 1. \quad (5-26)$$

Поскольку в установившемся режиме $W(n\varphi)$ не изменяется во времени, поток вероятности (5-24) одинаков во всех сечениях и функция $W(n\varphi)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 W(n\varphi)}{d n\varphi^2} - \frac{d}{d n\varphi} [(1 - H_c \sin n\varphi) W(n\varphi)] = 0, \quad (5-27)$$

где $H = -4\xi T/F_{\varphi 0}$; $H_c = 2\Pi T/F_{\varphi 0}$.

При интегрировании (5-27) возникают две произвольные постоянные, определяемые из условий периодичности $W(n\varphi) = W(n\varphi + 2\pi)$ и нормировки (5-26). В результате [110]

$$W(n\varphi) = \frac{e^{nH\varphi + H_c \cos n\varphi}}{4\pi^2 e^{-\pi H} |I_{iH}(H_c)|^2} \int_{n\varphi}^{n\varphi + 2\pi} e^{-Hn\beta - H_c \cos n\beta} d n\beta. \quad (5-28)$$

Здесь $I_{iH}(H_c)$ — функция Бесселя мнимого индекса и мнимого аргумента.

Интеграл в (5-28) через известные функции не выражается. Однако в частном случае $H = 0$ ($\xi = 0$) для $W(n\varphi)$ получается сравнительно простое выражение:

$$W(n\varphi) = \frac{e^{H_c \cos n\varphi}}{2\pi I_0(H_c)}.$$

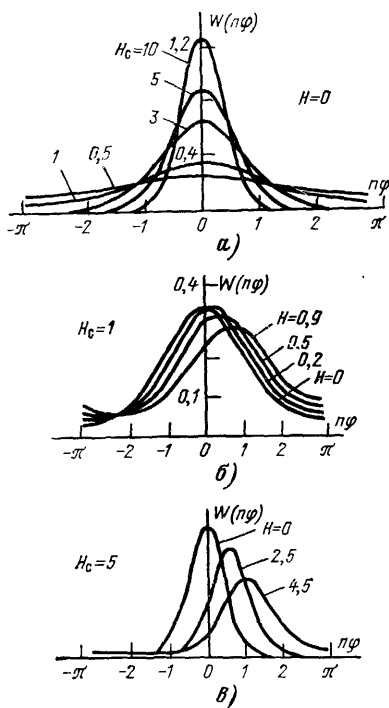


Рис. 5-8.

рез G_+ , а среднее число скачков назад — через G_- . Поскольку каждый скачок изменяет фазу на $2\pi/n$, средняя частота

$$\omega_{\text{ср}} = \frac{m}{n} \omega + \frac{2\pi}{nT} (G_+ - G_-) = \frac{m}{n} \omega + \frac{2\pi G}{nT}. \quad (5-29)$$

В установившемся режиме поток вероятности $G = G_+ - G_-$ на основании (5-25) одинаков для всех φ . При наличии расстройки $G_+ \neq G_-$ и средняя частота смещается относительно $m\omega/n$ в сторону собственной частоты генератора ω_0 .

Подставляя (5-28) в (5-24), а (5-24) в (5-29), получаем [110]:

$$\omega_{\text{ср}} - \frac{m}{n} \omega = - \frac{\xi \operatorname{sh} \pi H}{\pi H T} |I_{iH}(H_c)|^{-2}. \quad (5-30)$$

На рис. 5-8 [110, 111] построены графики плотностей вероятности для разных H и H_c . Для $H \neq 0$ графики получены численным интегрированием (5-28). При больших шумах (малое H_c) распределение стремится к равномерному. В другом крайнем случае получается дельтаобразное распределение. Наличие расстройки ($H \neq 0$) приводит к асимметрии плотности вероятности. В результате при отрицательной расстройке ($H > 0$) вероятность переходов изображающей точки в соседнюю правую потенциальную яму будет больше, чем в левую. Каждый переход означает «скачок» фазы на $\pm 2\pi/n$. Обозначим среднее число скачков вперед в единицу безразмерного времени τ че-

Результаты вычислений по формуле (5-30) представлены на рис. 5-9 [110, 111]. При очень больших шумах ($H_c \rightarrow 0$) влияние синхронизации почти не сказывается и средняя частота близка к собственной частоте генератора. В отсутствие шумов ($H_c = \infty$) внутри полосы синхронизма частота равна

$m\omega/n$, а вне ее $\frac{m}{n} \omega \pm$

$\pm \sqrt{\Delta\omega^2 - \Delta\omega_{\text{мкс}}^2}$ (ср. с результатами § 1-9). Из-за шума средняя частота всегда, за исключением $\xi=0$, отличается от $m\omega/n$.

Скачки фазы, вызывающие сдвиг средней частоты, происходят тогда, когда изображающая точка под действием случайных толчков преодолевает потенциальный барьер. При $H \neq 0$ высота барьеров справа и слева неодинакова, в результате чего G_+ отличается от G_- . Разность высот $\Delta u_0 = -2\pi H$, а отношение G_+ и G_- по аналогии с движением броуновских частиц определяется формулой Больцмана:

$$G_+/G_- = e^{-\Delta u_0} = e^{2\pi H}.$$

Зная отношение G_+/G_- и их разность, найденную из (5-29) и (5-30), легко получить, что

$$G_{\pm} = \frac{n\hbar\omega_0}{16\pi^2 T} e^{\pm\pi H} |I_{iH}(H_c)|^{-2}.$$

Если среднее время между скачками много больше длительности переходных процессов, скачки можно считать статистически независимыми. Тогда количества положительных и отрицательных скачков за большое время t (n_+ и n_-) будут распределены по нормальному закону со средними значениями $\bar{n}_+ = G_+ t/T$, $\bar{n}_- = G_- t/T$ и дисперсиями [110] $D_{n_+} = G_+ t/T$, $D_{n_-} = G_- t/T$. Вследствие независимости положительных и отрицательных скачков дисперсия общего числа скачков $D_n = (G_+ + G_-) t/T$. Таким образом, фаза колебаний диффузион-

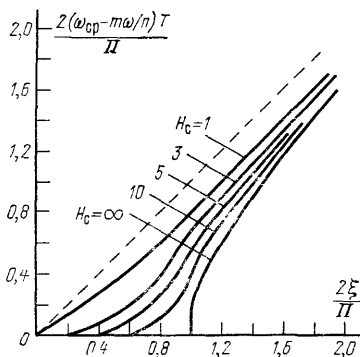


Рис. 5-9.

ным образом расплывается. Среднеквадратичный набег фазы

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = \left(\frac{2\pi}{n}\right)^2 (G_+ + G_-) t / T, \quad (5-31)$$

а коэффициент диффузии

$$D = \frac{F_{v0}}{2nI^2} \operatorname{ch} \pi H |I_{iH}(H_c)|^{-2}. \quad (5-32)$$

При настроенном контуре выражение (5-32) упрощается:

$$D = \frac{F_{v0}}{2nI^2_v(H_c)T^2}. \quad (5-33)$$

Формула (5-31) характеризует изменение среднеквадратичного набега фазы в крупномасштабном времени. При этом выражения (5-32) и (5-33) определяют коэффициент диффузии, усредненный во времени. Мгновенное его значение зависит от t , что получается при учете поведения фазы между скачками [109].

При нормальном распределении фазы диффузионный набег приводит к расширению спектральной линии генератора, которая принимает форму резонансной кривой с шириной, определяемой коэффициентом диффузии [109]. В рассматриваемом случае фаза распределена по закону (5-28), отличающемуся от нормального. Поэтому спектр здесь получается другим. Вычисления показывают [112], что при $n=1$ в спектре выходного сигнала несмотря на диффузионный набег фазы будет присутствовать монохроматическая линия. Связано это с тем, что набег создается перескоками на целое число периодов. При делении частоты скачки фазы равны $2\pi/n$. В результате спектральная линия принимает форму резонансной кривой с шириной [112]

$$\Delta\Omega_n = \frac{n^2 \left(1 - \cos \frac{2\pi}{n}\right)}{4\pi} D.$$

Таким образом введение синхронизирующего сигнала изменяет ширину спектра автогенератора. При $n=1$ в спектре появляется монохроматическая линия на частоте $\omega_{ср}$, мощность которой растет с увеличением внешней силы. При этом непрерывная часть спектра уменьшается. В пределе остаются монохроматическая линия и шумовой пьедестал. Предельный результат получился и из линейной теории, хотя она при нормальном шуме

не совсем точно. При малом уровне шума коэффициент диффузии настолько мал, т. е. скачки происходят так редко, что при всех обозримых длительностях эксперимента дисперсия фазы оказывается много меньше единицы и линейным приближением с достаточной степенью точности можно пользоваться. Правда, при этом совершенно не учитываются скачки, приводящие к незначительному сдвигу средней частоты.

5-7. ФЛИККЕР-ШУМ

Во всех автогенераторах действуют так называемые фликкер-шумы. Их спектр пропорционален $1/\Omega^\alpha$, где $0,6 < \alpha < 3$. Такие шумы даже приближенно нельзя считать дельтакоррелированными. На низких частотах фликкер-шум намного превышает дробовой и тепловой. Он обнаруживается во многих элементах радиосхем, например в электронных лампах, полупроводниках, гранулированных резисторах, контактах, аккумуляторах, сухих батареях и т. д. Поскольку фликкер-шум является низкочастотным, проявляется он прежде всего через модуляцию параметров. Основное влияние оказывают фликкер-шум крутизны нелинейного элемента и его динамической емкости. Когда составляющие тока линейно зависят от крутизны, флуктуационное приращение фазы $\delta\varphi_s$ одноконтурного генератора связано с приращением крутизны следующей формулой, получаемой из (5-2):

$$\delta\varphi_s = K_{sf} \frac{1 + pC_s R_{1\Phi}}{1 + pC_s R_s + p^2 C_s L_s} \frac{\delta S}{S}. \quad (5-34)$$

Здесь C_s , L_s , R_s такие же, как и в эквивалентных схемах для дробового шума (5-18), а

$$K_{sf} = \frac{-\xi \sigma_{B'} R_y - \sigma_{mu} R_y}{G_2}; \quad R_{1\Phi} = \frac{\xi R_y}{-\xi \sigma_{B'} R_y - \sigma_{mu} R_y}.$$

Выражению (5-34) соответствует эквивалентная схема, аналогичная рис. 5-5.

Динамическая емкость входит в контур генератора и, следовательно, ее вариации приводят к изменению параметров управляющей проводимости. Обычно наиболее существенными являются приращения расстройки $\delta\xi = Q\delta C_K/C_K$, где δC_K — приращение полной емкости контура C_K , вызванное изменением динамической емкости.

В этом случае из (5-2) получается:

$$\delta\varphi_c = K_{c\phi} \frac{1 + pC_3R'_{1\phi}}{1 + pC_3R_3 + p^2C_3I_{-3}} \frac{\delta C_K}{C_K}. \quad (5-35)$$

Здесь

$$K_{c\phi} = -\frac{Q(1 - \sigma_{Bu}R_y)}{a_2} = QK_{u\phi}; \quad R'_{1\phi} = \frac{R_y}{1 - \sigma_{Bu}R_y} = R_{13}.$$

При $p \rightarrow \infty$ из (5-34) и (5-35) получается $\delta\varphi_s = \xi \delta S / pTS$, а

$$\delta\varphi_c = -\frac{Q}{pT} \frac{\delta C_K}{C_K}. \quad (5-36)$$

Уравнение (5-36) совпадает с аналогичным уравнением свободного генератора [109]. Поэтому быстрые изменения емкости приводят к таким же флуктуациям, что и в свободном режиме. Зависимость фазы от крутизны вызвана неизохронностью синхронизированного генера-

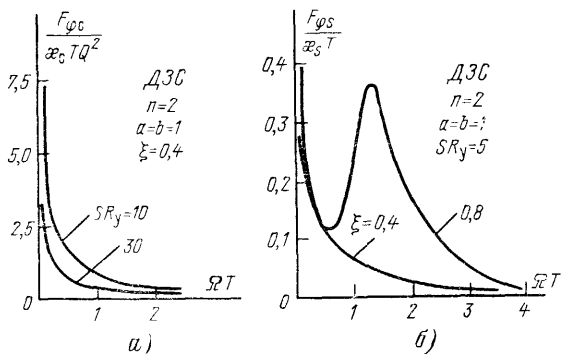


Рис. 5-10.

тора. При $\xi=0$, как и у свободного изохронного генератора, $\delta\varphi_s=0$. В настроенном генераторе фликкер-шум влияет на фазу только через флуктуации расстройки, причем

$$\delta\varphi = K_{M0} \frac{Q}{1 + pT_{\phi\phi}} \frac{\delta C_K}{C_K}.$$

Здесь K_{M0} и $T_{\phi\phi}$ те же, что и для дробового шума (5-21). Такой же будет и эквивалентная схема.

Зная параметры эквивалентных схем, нетрудно рассчитать и спектры флуктуаций фазы. При малых ΩT ,

когда коэффициенты передачи эквивалентных схем практически не зависят от ΩT , спектральная плотность пропорциональна $1/\Omega^\alpha$. Из-за убывающего характера спектра фликкер-шума зависимости $F_\varphi(\Omega T)$ довольно редко имеют максимумы при $\Omega T \neq 0$. Для примера на рис. 5-10 приведены спектры флуктуаций фазы делителя с воздействием на защитную сетку для случая, когда спектры относительных флуктуаций крутизны и контурной емкости равны:

$$\left. \begin{aligned} F_s &= \kappa_s / \Omega; \\ F_c &= \kappa_c / \Omega. \end{aligned} \right\} \quad (5-37)$$

Оценка спектральной плотности на частоте 2,9 Гц для того же режима, что и в § 5-5, дала величину около $0,05 (\text{угл.с})^2 / (\text{рад/с})$ [15]. Это на 4 порядка больше, чем при дробовом шуме. С ростом Ω флуктуации за счет

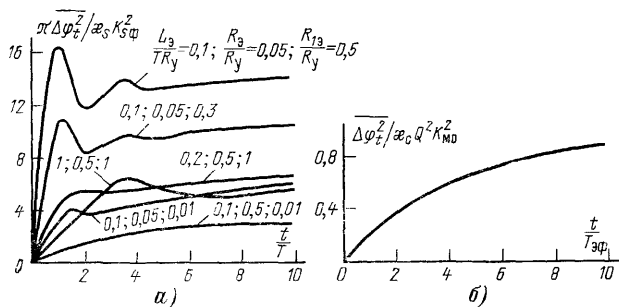


Рис. 5-11.

фликкер-шума уменьшаются и в рассматриваемом режиме на частоте $F_{гр.ф} \approx 8$ кГц становятся меньше, чем за счет дробового шума. В других режимах $F_{гр.ф}$ может быть иной, но почти всегда она находится в районе 10 кГц.

Поскольку коэффициенты передачи эквивалентных схем по постоянному току не равны нулю, дисперсия флуктуаций фазы за счет фликкер-шума с $\alpha \geq 1$ будет бесконечно большой. Поэтому имеет смысл вычислять не ее, а среднеквадратичный набег фазы (5-8):

$$\overline{\Delta \varphi_t^2} = \overline{[\Delta \varphi(t + t_0) - \Delta \varphi(t_0)]^2},$$

который выражается через спектр флуктуаций $F_{\varphi}(\Omega)$ формулой [113]

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} F_{\varphi}(\Omega) (1 - \cos \Omega t) d\Omega. \quad (5-38)$$

Если спектр относительных флуктуаций крутизны изменяется по закону (5-37), то

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = \frac{\kappa_s K_{s\phi}^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\left[1 - \cos \Omega T \frac{t}{T}\right] [1 + (R_{1\phi}/R_y)^2 (\Omega T)^2]}{\Omega T \{ [1 - L_s(\Omega T)^2 / TR_y]^2 + (R_s/R_y)^2 (\Omega T)^2 \}} d\Omega T. \quad (5-39)$$

Данный интеграл не удастся выразить через какие-либо известные функции, поэтому для различных значений R_s/R_y , $R_{1\phi}/R_y$ и L_s/TR_y он вычислялся на ЭЦВМ. Несколько характерных зависимостей приведено на рис. 5-11,а. При малых t среднеквадратичный набег быстро нарастает, затем рост замедляется. В [15] показано, что для больших t

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t \approx \frac{\kappa_s K_{s\phi}^2}{\pi} \left(N_{\phi} + \ln \frac{t}{T} \right), \quad (5-40)$$

где N_{ϕ} определяется параметрами эквивалентной схемы.

В зависимости от добротности эквивалентной RLC -цепочки переход к логарифмическому закону бывает колебательным или апериодическим.

Среднеквадратичный набег фазы за счет флуктуаций динамической емкости также будет определяться формулами (5-39) и (5-40), но в них вместо κ_s , $K_{s\phi}$ и $R_{1\phi}$ надо поставить соответственно κ_c , $K_{c\phi}$ и $R'_{1\phi}$.

При настроенном контуре флуктуации фазы вызываются лишь флуктуациями динамической емкости:

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = \frac{\kappa_c K_{c\phi}^2 Q^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\left(1 - \cos \frac{t}{T} \Omega T\right)}{\Omega T [1 + (T_{\phi\phi}/T)^2 (\Omega T)^2]} d\Omega T.$$

Интеграл после некоторых преобразований [15] удается записать с помощью интегральной показательной

функции $Ei(x)$:

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = \frac{\kappa_c K_{M0}^2 Q^2}{2\pi} \left[2C^3 + 2 \ln \frac{t}{T_{\text{эф}}} - e^{-t/T_{\text{эф}}} Ei\left(\frac{t}{T_{\text{эф}}}\right) - e^{t/T_{\text{эф}}} Ei\left(-\frac{t}{T_{\text{эф}}}\right) \right],$$

где C^3 — постоянная Эйлера.

Вид функции $Ei(x)$ таков, что при $t \rightarrow 0$ среднеквадратичный набег $\overline{\Delta\varphi^2}_t \rightarrow 0$, а при больших t он растет по логарифмическому закону (рис. 5-11, б):

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t \approx \frac{\kappa_c K_{M0}^2 Q^2}{\pi} \left(C^3 + \ln \frac{t}{T_{\text{эф}}} \right).$$

В табл. 5-1 приведены цифровые значения среднеквадратичного набег для того же режима ДЗС, в котором оценивались спектральные плотности фазовых шумов. Видно, что рост $\sqrt{\overline{\Delta\varphi^2}_t}$ чрезвычайно медленный.

В других режимах в этом же временном интервале $\sqrt{\overline{\Delta\varphi^2}}$ лежит в пределах от 0,1" до 10". Такие же числа получаются и для ДДЧ.

Таблица 5-1

t	1 мс	1 с	1 мин	1 ч	1 сут	1 мес	1 год
$\sqrt{\overline{\Delta\varphi^2}_t}$	0,94"	1,65"	1,95"	2,22"	2,4"	2,58"	2,7"

Итак, за счет принятой аппроксимации спектра фликер-шума (бесконечно большая интенсивность на нулевой частоте) случайный набег фазы неограниченно растет во времени. Правда, рост очень медленный. Но даже при таком росте спектр выходного сигнала размывается. В [15] показано, что с достаточной степенью точности он определяется выражением

$$F_u(\omega_r) = \begin{cases} \frac{U_{\phi 0}^2}{4} T \varepsilon \left(\left| \omega_r - \frac{m\omega}{n} \right| \right)^{\varepsilon-1} & \text{при } \left| \omega_r - \frac{m}{n} \omega \right| \leq 1; \\ 0 & \text{при } \left| \omega_r - \frac{m}{n} \omega \right| T > 1, \end{cases}$$

где ε — коэффициент в выражении для $\overline{\Delta\varphi^2}_t$ при больших t ,

$$\overline{\Delta\varphi^2}_t = 2\varepsilon \left(N_{\phi} + \ln \frac{t}{T} \right).$$

Например, при флуктуациях за счет изменения крутизны $\varepsilon = \kappa_s K_{sf}^2 / 2\pi$.

Нетрудно установить, что половина всей мощности заключена в интервале

$$\Delta_{\varepsilon, \Omega} T = 2 \cdot 10^{-\frac{\lg 2}{\varepsilon}},$$

который при $\varepsilon \ll 1$ очень мал. Так, v -я часть ($v < 1$) всей мощности

содержится в полосе $\Delta_v \Omega T = 2 \cdot 10^{-\frac{\lg v}{\varepsilon}}$. Если положить $v = 1 - \Delta v$, где $\Delta v \ll 1$, то

$$\Delta_v \Omega T \approx 2 \cdot 10^{-\Delta v / \varepsilon}.$$

В рассмотренном выше примере $\varepsilon = 3,1 \cdot 10^{-12}$. Это значит, что 99,99% всей мощности заключено в полосе $\Delta \Omega T = 2 \cdot 10^{-3,2 \cdot 10^7}$ т. е. ширина спектра настолько мала, что его практически можно считать дельта-функцией. Увеличение ε даже на 3—4 порядка не меняет этого вывода, поэтому он верен для всех режимов, если только ξ не очень близка к границе полосы синхронизма.

5-8. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ФЛУКТУАЦИЙ В СИНХРОНИЗИРОВАННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

Предыдущие параграфы этой главы описывают общие черты поведения синхронизированного генератора под действием различных шумов. Для количественных расчетов помимо электрических параметров схемы необходимо знать спектральные плотности всех источников шума, чем мы часто не располагаем. Задача облегчается в тех случаях, когда один или небольшое количество источников являются преобладающими. Вообще же более точную информацию дают измерения флуктуаций.

Когерентность колебаний и внешней силы позволяет производить непосредственное детектирование фазовых флуктуаций. Для этого напряжения одинаковых генераторов, синхронизированных одним и тем же сигналом, подаются на входы фазового детектора (ФД). Поскольку флуктуации фазы, обремененные внутренним шумом, в каждом из генераторов независимы, средний квадрат напряжения на выходе ФД пропорционален удвоенному среднему квадрату флуктуаций фазы в одном генераторе. Флуктуации, вызванные одними и теми же причинами, вычитаются. В частности, вычитаются и флуктуации фазы, навязанные генераторам внешней силой.

Таким способом проводились измерения низкочастотных флуктуаций фазы в делителях частоты с воздействием на защитную сетку и с воздействием на управляю-

щую сетку, выполненных на лампах 6Ж10П [15, 114]. Для устранения влияния амплитудных флуктуаций использовался балансный ФД. При хорошей балансировке и сдвиге фаз между напряжениями на его входах в 90° амплитудные флуктуации практически не проявляются. Для проверки данного факта на оба входа ФД подавался сигнал с одного делителя. В этом случае флуктуационное напряжение на выходе ФД обусловлено флуктуациями амплитуды и внутренними шумами ФД. При соответствующей настройке оно было ниже порога чувствительности измерительного устройства.

Для сравнения эксперимента с расчетами была измерена спектральная плотность фликкер-шума ламп, используемых в делителях. Время усреднения в каждом измерении составляло 30 с. Для дополнительного его увеличения за истинное значение принималось среднее арифметическое из пяти серий измерений, выполненных в разное время, по 10 отсчетов через 45 с в каждой (также определялись и флуктуации фазы). Результаты измерений фликкер-шума ламп представлены на рис. 5-12. Спектральная плотность относительных флуктуаций крутизны F_s хорошо аппроксимируется функцией $1,6 \cdot 10^{-11} F^{-1,32} \text{ Гц}^{-1}$ (F — частота анализа). Подъем на частоте 50 Гц объясняется сетевыми наводками, а вблизи 6,5 Гц — механическим воздействием на лампы (в здании круглосуточно работал мощный мотор). При ухудшении амортизации испытываемых ламп подъем на 6,5 Гц значительно возрастал. Это указывает на то, что даже при незаметной тряске крутизна лампы меняется с частотой механического воздействия. При этом величина изменения S может оказаться много больше, чем за счет фликкер-эффекта.

Зависимости спектральной плотности флуктуаций фазы F_φ от частоты анализа почти повторяют в ином масштабе кривые фликкер-шума ламп. Как и в спектре фликкер-шума, на частотах 6,5 и 50 Гц имеются подъемы.

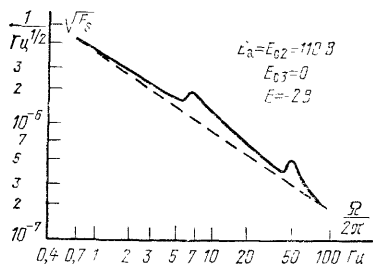


Рис. 5-12.

В ночное время, когда в лаборатории выключены почти все приборы, подъем на 50 Гц уменьшается.

Измерения проводились после двухчасового прогрева генераторов, ибо в первое время после включения интенсивность флуктуаций фазы всегда была выше, чем после прогрева. Для примера на рис. 5-13,а приведены зависимости F_φ на частоте $F=2,9$ Гц от времени прогрева для

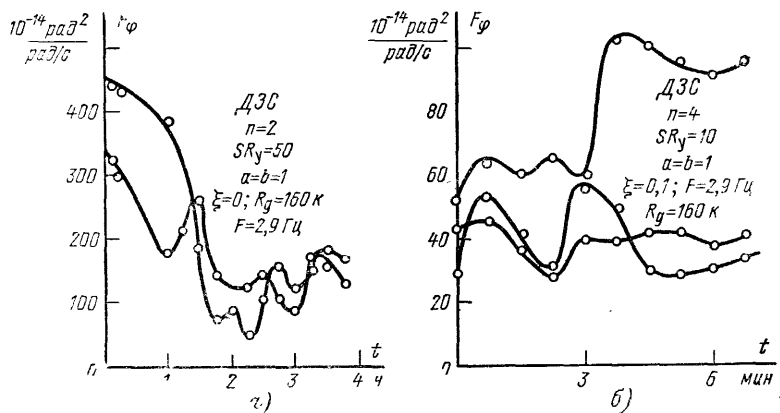


Рис. 5-13.

одного из режимов ДЗС. Каждая точка получена путем усреднения 10 измерений, сделанных через 45 с каждое. Даже через 2 ч после включения изменения усредненной спектральной плотности достаточно велики. Величина F_φ изменяется и в течение одной серии измерений (рис. 5-13,б), но изменения здесь меньше, чем за большой промежуток времени. Отсюда можно предположить, что спектральная плотность флуктуаций фазы увеличивается с уменьшением частоты анализа и при $F \ll 1$ Гц. Это подтверждает тот факт, что спектр фликкер-шума электронных ламп простирается вплоть до очень малых частот [109].

Поскольку характер зависимостей $F_\varphi(F)$ оставался одинаковым (приблизительно $1/F^\alpha$, где $1 < \alpha < 1,6$) в различных режимах, о влиянии параметров делителя на уровень флуктуаций можно судить по изменению спектральной плотности на одной частоте. Зависимости

F_φ (2,9 Гц) от расстройки для ДЗС при $n=2$ и 4 показаны на рис. 5-14,а. Регенерация изменялась с регулированием коэффициента обратной связи. При $SR_y=55$ коэффициент обратной связи $k=1$, поэтому в этом случае входная емкость лампы сильно влияет на резонансную частоту и во флуктуациях (кривая 1) преобладает компонента, вызванная изменением динамической емкости.

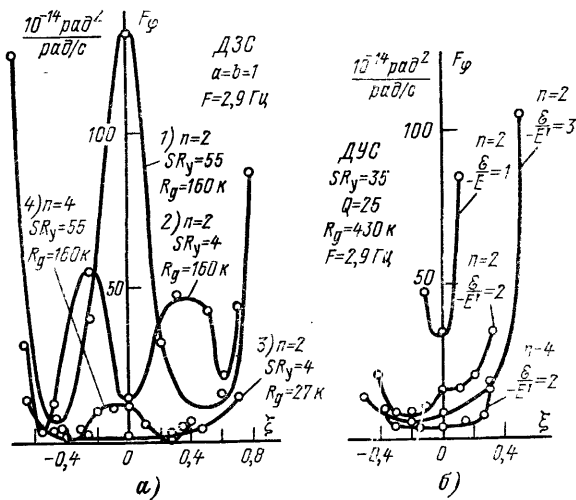


Рис. 5-14.

В этом режиме крутизна фазовой характеристики максимальна при настроенном контуре, поэтому здесь максимальны и флуктуации фазы. При $n=4$ наклон фазовой характеристики меньше и максимум получается ниже (кривая 4).

Когда $SR_y=4$ ($k=0,075$), влияние входной емкости лампы мало. Поэтому здесь (кривая 2) преобладают флуктуации крутизны, проявление которых минимально при настроенном контуре. При уменьшении сопротивления сеточного автосмещения R_g крутизна из-за верхнего загиба характеристики лампы влияет меньше. Поэтому при $R_g=27$ кОм уровень флуктуаций снижается (кривая 3). На границах полосы синхронизма флуктуации всегда велики.

В делителе с воздействием на управляющую сетку регенерация изменялась подбором добротности контура. Коэффициент обратной связи всегда был равен 0,5. При

этом, видимо, фликкер-шум проявлялся в примерно равной степени через крутизну и динамическую емкость. В результате вблизи $\xi=0$, как правило, получался тупой минимум. На рис. 5-14,б показано несколько зависимостей $F_\varphi(\xi)$ для этого делителя. Как и предсказывали расчеты, уровень флуктуаций снижается при увеличении внешней силы. За счет уменьшения раствора фазовой характеристики они становятся меньше и при увеличении коэффициента деления.

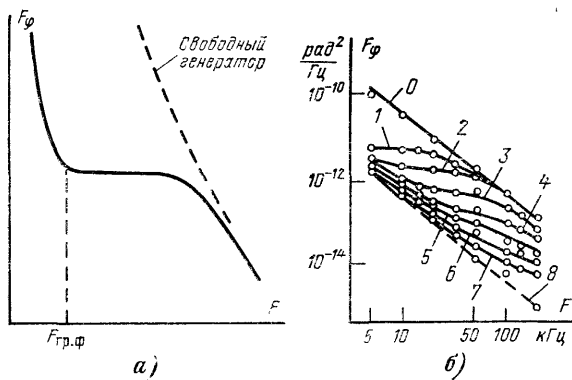


Рис. 5-15.

Измеренные значения спектральной плотности флуктуаций фазы двух ламповых делителей частоты по порядку величин совпадают с расчетными данными (10^{-14} — 10^{-12} рад²(рад/с)⁻¹), когда за источник флуктуаций принимается фликкер-шум ламп. При этом изменения интенсивности флуктуаций в зависимости от режима в большинстве случаев качественно объясняются теорией. Это дает возможность предположить, что при малошумящих источниках питания собственные низкочастотные флуктуации фазы синхронизированных ламповых генераторов в основном вызываются фликкер-шумом ламп.

На более высоких частотах анализа (выше некоторой $F_{гр.ф}$) начинают сказываться дробовые и тепловые шумы и F_φ становится постоянной. За эквивалентной полосой спектр флуктуаций уменьшается, приближаясь к уровню свободного генератора. Характер спектра $F_\varphi(\Omega)$ соответствует изображенному на рис. 5-15,а. Если эквива-

лентная полуполоса меньше $F_{гр.ф.}$, плоской части спектра не будет. Когда эквивалентные схемы содержат RLC -цепь, в спектре $F_{\varphi}(\Omega)$ может появиться максимум. На рис. 5-15,б представлены спектры флуктуаций фазы синхронизированного на основном тоне генератора на отражательном клистроне К-12 [115] (0 — свободный режим; 1— $P_{вх}=0,8$ мкВт; 2—2 мкВт; 3—8 мкВт; 4—25 мкВт; 5—80 мкВт; 6—250 мкВт; 7—800 мкВт; 8—синхронизирующий генератор). Кривая 1 совпадает с кривой в правой части рис. 5-15,а. Участок фликкерного закона находится левее наименьшей частоты анализа. С увеличением внешней силы полоса синхронизма расширяется. Поэтому плоская часть спектра должна удлиняться. Так оно и было бы, если бы синхронизирующий сигнал сам не был модулирован шумами. Высокочастотные составляющие фазовых шумов синхросигнала генератор отфильтровывает, а низкочастотные повторяет. Поэтому на рис. 5-15,б при небольших F спектральная плотность F_{φ} приближается к спектру флуктуаций синхросигнала. При широкой полосе синхронизма (кривая 7) спектр флуктуаций фазы на выходе повторяет спектр флуктуаций входного сигнала вплоть до 100 кГц. Собственные шумы здесь практически не сказываются.

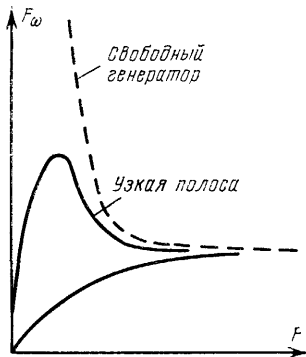


Рис. 5-16.

Спектр флуктуаций частоты F_{ω} связан со спектром фазовых флуктуаций простым выражением $F_{\omega} = (2\pi F)^2 F_{\varphi}$. У свободного генератора он имеет характер, показанный на рис. 5-16. Поэтому у синхронизированного генератора в зависимости от эквивалентной полосы спектр может иметь максимум или быть монотонным.

В литературе чаще оперируют не спектральной плотностью частоты, а ее среднеквадратичным отклонением $\Delta f_{эфф}$ в заданной полосе частот анализа ΔF :

$$\Delta f_{эфф} = \int_{F-\Delta F/2}^{F+\Delta F/2} F_{\omega}(F) dF.$$

При малой ΔF зависимости $\Delta f_{эфф}(F)$ имеют такой же характер, что и $F_{\omega}(F)$. На рис. 5-17 приведены шумовые характеристики генератора на диоде Ганна (6 ГГц), синхронизированного на основном тоне клистронным генератором X26D [116]. Синхросигнал был на 20 дБ меньше выходного сигнала генератора. На этом же рисунке показаны характеристики свободных

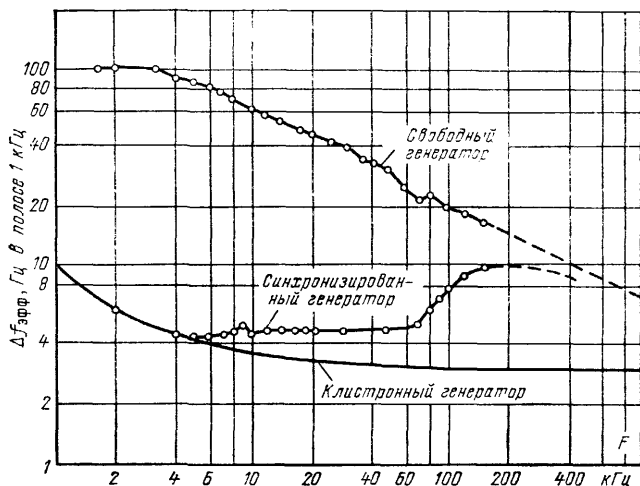


Рис. 5-17.

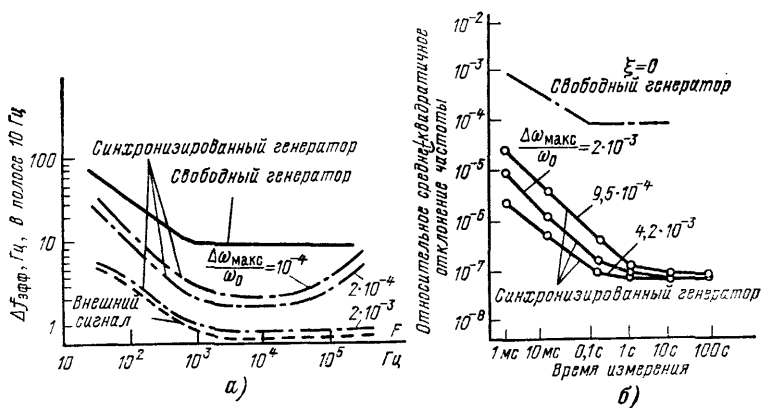


Рис. 5-18.

ганновского и клистронного генераторов. Граничные частоты фликкер-шума у генераторов на диоде Ганна достигают 10 МГц [116], поэтому плоская часть на рис. 5-17 отсутствует. На низких частотах флуктуации определяются шумами синхронизирующего сигнала.

У генераторов другого типа граничная частота фликкер-шума $F_{гр.ф}$ обычно оказывается гораздо меньше. У клистронных она, как правило, ниже 10 кГц (см., например, рис. 5-17), а у генераторов на диодах Рида фликкер-шум не был обнаружен даже на частоте анализа 400 Гц [116]. В одном из генераторов на ЛПД (1,14 ГГц) частота $F_{гр.ф}$ оказалась около 500 Гц (рис. 5-18, а и б) [117]. Из-за возрастания F_{ω} по

закону $1/F$ среднеквадратичное отклонение частоты при увеличении времени измерения стремится не к нулю, а к некоторому конечному пределу (рис. 5-18, б).

Характерный спектр амплитудных шумов показан на рис. 5-19 [118]. Амплитудные шумы практически не зависят от уровня внешней силы и остаются почти такими же, как и в свободном режиме. Такой же результат получен многими исследователями на различных генераторах [115, 116, 118, 42].

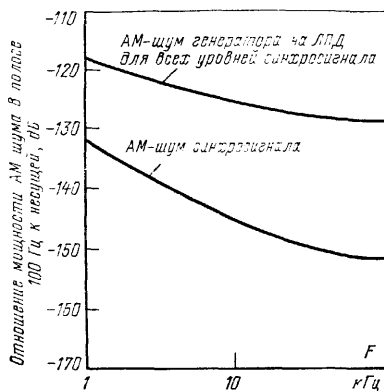


Рис. 5-19.

Глава шестая

ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ

6-1. ВВЕДЕНИЕ

В реальных устройствах всегда какая-то часть выходного сигнала синхронизируемого генератора попадает на синхронизирующий. Обычно синхронизируемый генератор является более мощным, поэтому даже небольшой части его мощности достаточно для синхронизации задающего генератора. В результате имеет место взаимная синхронизация генераторов. Это может ухудшить пара-

метры синхронизирующего генератора, поэтому обратное воздействие на него, как правило, стремятся уменьшить. Но при определенных соотношениях частотные шумы взаимно синхронизированных генераторов оказываются меньше, чем у каждого из них в отдельности. Это может быть использовано для получения высокостабильных сигналов. Взаимная синхронизация применяется также при сложении мощностей нескольких автогенераторов.

6-2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Два взаимосвязанных генератора можно представить блок-схемой рис. 6-1, где пунктиром отмечены собственно автогенераторы. Частоты контуров последних находятся в приблизительном дробно-рациональном отношении $\omega_{02} \approx m\omega_{01}/n$. Генераторы связаны между собой через цепочки связи. В некоторых случаях одной из этих цепочек

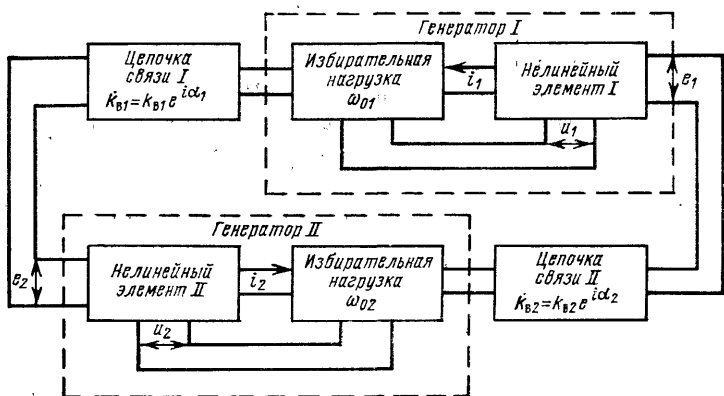


Рис. 6-1.

может не быть, а напряжение внешней силы получается за счет «пролезания» сигнала через другую цепочку, по цепям питания и за счет наводок.

Для удобства исследования коэффициенты передачи цепочек связи рассчитаем относительно напряжения обратной связи противоположного генератора:

$$\dot{k}_{B1} = k_{B1} e^{j\alpha_1} = \frac{\dot{e}_2}{U_1}; \quad \dot{k}_{B2} = k_{B2} e^{j\alpha_2} = \frac{\dot{e}_1}{U_2}, \quad (6-1)$$

где $\dot{\mathcal{G}}_1$, $\dot{\mathcal{G}}_2$ и \dot{U}_1 , \dot{U}_2 — комплексные амплитуды напряжений внешней силы и обратной связи первого и второго генераторов.

Рассматриваемая схема является наиболее общей. К ней может быть сведен и случай, когда связь между генераторами осуществляется непосредственно через их избирательные нагрузки. Например, система генераторов, взаимно синхронизированных на основном тоне ($m=n=1$), при трансформаторной связи между их контурами эквивалентна изображенной на рис. 6-1 при $\alpha_1=\alpha_2=\pm\pi/2$. Если же $m\neq 1$ или $n\neq 1$, $\alpha_1=\alpha_2=0$, п.

В режиме синхронизма колебания в генераторах происходят с дробно-кратными частотами:

$$u_1 = U_1 \cos(\omega t + \varphi_1); u_2 = U_2 \cos\left(\frac{m}{n}\omega t + \varphi_2\right),$$

причем $\omega \approx \omega_{01}$, а $\frac{m}{n}\omega \approx \omega_{02}$. Тогда из (6-1)

$$e_1 = k_{в2} U_2 \cos\left(\frac{m}{n}\omega t + \varphi_2 + \alpha_2\right);$$

$$e_2 = k_{в1} U_1 \cos(\omega t + \varphi_1 + \alpha_1).$$

Комплексные амплитуды напряжений обратной связи $\dot{U}_1 = U_1 e^{j\varphi_1}$, $\dot{U}_2 = U_2 e^{j\varphi_2}$ и основных гармоник тока I' , I'' связаны через управляющие проводимости:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}' &= Y_1(p) \dot{U}_1; \\ \dot{I}'' &= Y_2(p) \dot{U}_2. \end{aligned} \right\} \quad (6-2)$$

Удерживая в (1-21) только члены с $k=1$, комплексные амплитуды токов можно представить в виде

$$\begin{aligned} \dot{I}' &= \left[I'_{01} + \frac{1}{2} I'_c \cos(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) - \right. \\ &\quad \left. - j \frac{1}{2} I'_s \sin(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) \right] e^{j\varphi_1}; \\ \dot{I}'' &= \left[I''_{01} + \frac{1}{2} I''_c \cos(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) - \right. \\ &\quad \left. - j \frac{1}{2} I''_s \sin(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) \right] e^{j\varphi_2}, \end{aligned}$$

где I'_{01} , I'_c , I'_s и I''_{01} , I''_c , I''_s — амплитуды соответствующих составляющих первого и второго генераторов, определяемые по (1-31).

В результате для одноконтурных генераторов с управляющими проводимостями

$$Y_1(p) = \frac{1 + pT_1 + j\xi_1}{R_{y1}}; \quad Y_2(p) = \frac{1 + pT_2 + j\xi_2}{R_{y2}},$$

где $\xi_1 = (\omega - \omega_{01})T_1$; $\xi_2 = (m\omega/n - \omega_{02})T_2$,
получаются следующие дифференциальные уравнения:

$$\left. \begin{aligned} pT_1 U_1 &= \left[I'_{01} + \frac{1}{2} I'_c \cos(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) \right] R_{y1} - U_1; \\ U_1 pT_1 \varphi_1 &= -\frac{1}{2} I'_s \sin(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) R_{y1} - \xi_1 U_1; \\ pT_2 U_2 &= \left[I''_{01} + \frac{1}{2} I''_c \cos(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) \right] R_{y2} - U_2; \\ U_2 pT_2 \varphi_2 &= -\frac{1}{2} I''_s \sin(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) R_{y2} - \xi_2 U_2. \end{aligned} \right\} \quad (6-3)$$

Отсюда уравнения стационарного режима имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= \left[I'_{01} + \frac{1}{2} I'_c \cos(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) \right] R_{y1}; \\ \xi_1 U_1 &= -\frac{1}{2} I'_s \sin(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) R_{y1}; \\ U_2 &= \left[I''_{01} + \frac{1}{2} I''_c \cos(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) \right] R_{y2}; \\ \xi_2 U_2 &= -\frac{1}{2} I''_s \sin(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) R_{y2}. \end{aligned} \right\} \quad (6-4)$$

Вводя обозначения

$$\psi_p = n\varphi_2 - m\varphi_1 + n\alpha_2; \quad \alpha_c = n\alpha_2 + m\alpha_1; \quad \Delta\omega_0 = m\omega_{01} - n\omega_{02},$$

второе и четвертое уравнения системы (6-3) можно свести к одному уравнению:

$$p\psi_p = -\frac{mI'_s R_{y1}}{2U_1 T_1} \sin \psi_p - \frac{nI''_s R_{y2}}{2U_2 T_2} \sin(\psi_p - \alpha_c) - \Delta\omega_0. \quad (6-5)$$

Соответственно второе и четвертое уравнения стационарного режима преобразуются к следующему:

$$\Delta\omega_0 = -\frac{mI'_s R_{y1}}{2U_{10} T_1} \sin \psi_{p0} - \frac{nI''_s R_{y2}}{2U_{20} T_2} \sin(\psi_{p0} - \alpha_c). \quad (6-6)$$

Составляющие I'_{01} , I'_c , I'_s являются функциями величин U_1 и $k_{B2}U_2$, а I''_{01} , I''_c , I''_s — величин U_2 и $k_{B1}U_1$. При заданных k_{Bi} , R_{yi} , α_i , n , m и $\Delta\omega_0$ из первого и третьего уравнений (6-4) и уравнения (6-6) можно определить три неизвестные величины — U_{10} , U_{20} и ψ_{p0} . Таким образом, в стационарном режиме устанавливаются колебания с фиксированными амплитудами и разностью фаз ψ_p . Сами же фазы φ_1 и φ_2 могут быть произвольными. Колебания происходят на частоте, определяемой вторым или четвертым уравнением (6-4). В общем случае она не совпадает ни с одной из частот контуров и меняется при изменении режима и параметров генераторов.

6-3. ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С БОЛЬШОЙ АСИНХРОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

У генераторов с большой асинхронной составляющей стационарные амплитуды примерно постоянны в полосе синхронизма:

$$\left. \begin{aligned} U_{100} &= I'_{01}(U_{100}, k_{B2}U_{200})R_{y1}; \\ U_{200} &= I''_{01}(U_{200}, k_{B1}U_{100})R_{y2}. \end{aligned} \right\} \quad (6-7)$$

Следовательно, постоянны и величины I'_s и I''_s . При этом из (6-6) следует:

$$\xi_0 = -\frac{1}{2}\beta_B\Pi_1\sin\psi_{p0} - \frac{1}{2}\Pi_2\sin(\psi_{p0} - \alpha_c), \quad (6-8)$$

где

$$\xi_0 = \left(\frac{m}{n}\omega_{01} - \omega_{02}\right)T_2; \quad \beta_B = mT_2/nT_1,$$

а

$$\left. \begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{I'_s R_{y1}}{U_{100}}; \\ \Pi_2 &= \frac{I''_s R_{y2}}{U_{200}} \end{aligned} \right\} \quad (6-9)$$

— полосы односторонней синхронизации первого и второго генераторов соответственно.

Из (6-8) после тригонометрических преобразований следует:

$$\xi_0 = -\frac{1}{2}\Pi_B\sin(\psi_{p0} - \gamma). \quad (6-10)$$

Здесь

$$\gamma = \arctg \frac{\sin \alpha_c}{M + \cos \alpha_c}; \quad M = \frac{\beta_B \Pi_1}{\Pi_2};$$

$$\Pi_B = \Pi_2 \sqrt{1 + M^2 + 2M \cos \alpha_c}.$$

Соответственно дифференциальное уравнение (6-5) имеет вид:

$$\frac{T_2}{n} p(\psi_p - \gamma) = -\xi_0 - \frac{1}{2} \Pi_B \sin(\psi_p - \gamma). \quad (6-11)$$

По форме оно совпадает с дифференциальным уравнением синхронизированного генератора. Поэтому все результаты, полученные ранее, могут быть использованы и при описании взаимной синхронизации. В частности, полоса синхронизма, соответствующая диапазону расстройк ξ_0 , в котором возможен синхронный режим, равна Π_B . Она является четной периодической функцией α_c с периодом 2π .

Полоса максимальна при $\alpha_c = 2\pi\kappa$ (синфазное взаимодействие), а минимальна — при $\alpha_c = \pi(2\kappa + 1)$ (противофазное взаимодействие). Здесь $\kappa = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Максимальное значение полосы $\Pi_{B, \max} = \Pi_2 + \beta_B \Pi_1$, а минимальное значение $\Pi_{B, \min} = \Pi_2 - \beta_B \Pi_1$. В абсолютных единицах это соответствует $2(\Delta\omega_{\max 1} + \Delta\omega_{\max 2})$ и $2(\Delta\omega_{\max 1} - \Delta\omega_{\max 2})$, где $2\Delta\omega_{\max 1}$ и $2\Delta\omega_{\max 2}$ — полосы односторонней синхронизации

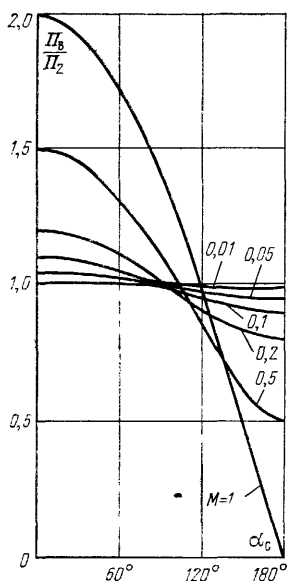


Рис. 6-2.

первого и второго генераторов, определенные по одной частоте. Зависимости полосы от фазового набег α_c при разных M изображены на рис. 6-2. При противофазном взаимодействии и $M=1$ полоса получилась равной нулю. Если учесть изменения амплитуд в полосе синхронизма, она будет отличаться от нуля, хотя и останется малой.

Устойчивые ветви фазовых характеристик (рис. 6-3,а) представляют собой половину периода синусоиды. С увеличением α_c от 0 до 180° она сдвигается вверх с одновременным уменьшением размаха по оси абсцисс, причем сдвиг получается неравномерным. С увеличением M до 1 неравномерность сдвига возрастает. Зависимости ψ_{p0} от α_c изображены на рис. 6-3,б. Действительно, разность фаз ψ_{p0} нелинейно зависит от α_c . С увеличением

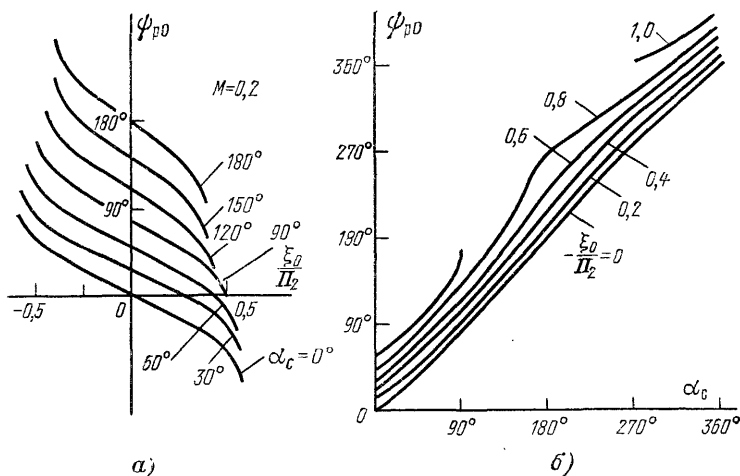


Рис. 6-3.

расстройки и величины M (до 1) степень нелинейности возрастает. При некоторых расстройках характеристики $\psi_{p0}(\alpha_c)$ имеют даже разрывы, что означает отсутствие синхронного режима для таких значений ξ_0 и α_c .

Частота колебаний определяется из формулы (6-4) подстановкой в нее выражения для $\sin(\psi_{p0} - \gamma)$ из (6-10):

$$\frac{\xi_1}{\Pi_1} = -\frac{\xi_0}{\Pi_B} \cos \gamma + \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\xi_0}{\Pi_B}\right)^2} \sin \gamma \quad (6-12)$$

или

$$\frac{\xi_2}{\Pi_2} = \frac{\xi_0}{\Pi_B} \cos(\gamma - \alpha_c) - \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\xi_0}{\Pi_B}\right)^2} \sin(\gamma - \alpha_c). \quad (6-13)$$

На рис. 6-4,а для примера приведены зависимости $\xi_1(\xi_0)$ для $M=0,2$ и разных α_c . Если $\alpha_c=0$, частота коле-

баний находится между $m\omega_{01}/n$ и ω_{02} , причем при $M < 1$ — ближе к $m\omega_{01}/n$, а при $M > 1$ — ближе к ω_{02} . При изменении частоты одного из генераторов она линейно меняется в том же направлении. Это отчасти компенсирует расстройку генератора, и полоса синхронизма получается больше, чем при односторонней синхронизации. Если $\alpha_c = \pi$, частота колебаний или меньше, или больше обеих частот $m\omega_{01}/n$ и ω_{02} , причем опять же при $M < 1$

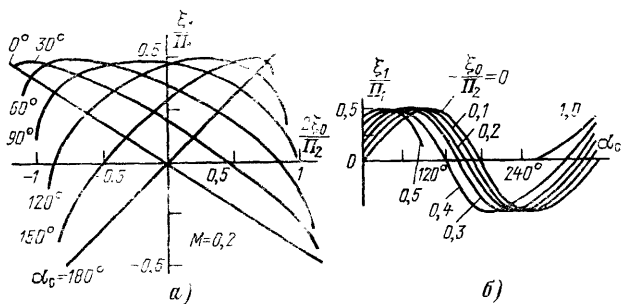


Рис. 6-4.

она ближе к $m\omega_{01}/n$, а при $M > 1$ — к ω_{02} . При увеличении расстройки ξ_0 она удаляется от ближайшей частоты, поэтому полоса получается здесь меньше, чем при односторонней синхронизации. При промежуточных значениях α_c частота меняется по нелинейному закону. Это приводит к искажению частотной модуляции, если таковая выполняется в одном из генераторов.

Поскольку частота колебаний зависит от фазового набега α_c в каналах взаимодействия, появляется дополнительный источник ее нестабильности. Зависимости ξ_1 от α_c изображены на рис. 6-4, б. Функции $\xi_1(\alpha_c)$ и $\xi_2(\alpha_c)$ являются периодическими с периодом 2π . При малых $|\xi_0|$ и M они близки к гармоническим. Максимальное отклонение частоты от ω_{01} всегда равно половине полосы односторонней синхронизации первого генератора. Поэтому при увеличении обратного воздействия возрастает влияние α_c и частоты второго генератора. У настроенных генераторов ($\xi_0 = 0$) нестабильность частоты колебаний за счет изменения α_c минимальна при $\alpha_c = \pm 90^\circ$. Здесь частота колебаний слабо зависит и от ξ_0 , т. е. от ω_{02} . Правда, именно в этом режиме на нее сильнее всего влияет степень обратного воздействия M . Когда высо-

костабильный маломощный генератор синхронизирует мощный нестабильный, генераторы следует тщательно развязывать. Сигнал мощного генератора может проникать на задающий по цепям питания, через открытое пространство и цепь синхронизации. Последняя должна быть однонаправленной с коэффициентом передачи в обратном направлении менее — 60 дБ. Обычные циркуляторы не обеспечивают такой развязки. Более сложные устройства являются узкодиапазонными, поэтому существует возможность обратной синхронизации гармониками мощного генератора. Их можно уменьшить, используя в цепи синхронизации режекторные фильтры или фильтры нижних частот [119].

При равных небольших внешних силах полоса деления много больше полосы умножения. Поэтому при делении частоты задающего генератора обратное паразитное воздействие будет незначительно изменять частоту колебаний. В этом случае достаточно небольшой развязки между генераторами. При умножении частоты даже с хорошей развязкой полоса обратной синхронизации может оказаться соизмеримой с полосой умножения. При этом возможны даже скачки частоты. Поэтому здесь требуется более тщательная развязка. А в общем во всех случаях полоса обратной синхронизации должна быть меньше допустимых уходов частоты.

Экспериментальные исследования взаимно синхронизированных генераторов на туннельных диодах в длинноволновом диапазоне при $m=1$ и $n=4$ полностью подтвердили изложенную выше теорию [120]. Зависимости полосы синхронизма от α_c , подобные приведенным на рис. 6-2, получены и в диапазоне СВЧ при взаимной синхронизации генераторов на ЛПД (9,3 ГГц) [121] и клистронных генераторов (9,6 ГГц) [122]. Характеристики, изображенные на рис. 6-4,б, подтверждены экспериментально в генераторах на диодах Ганна в диапазоне 9 ГГц [123].

6-4. ПРОТИВОФАЗНАЯ ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ РАВНОПРАВНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Когда $M < 1$, частота выходного сигнала в основном определяется первым генератором. Его можно считать синхронизирующим. При $M > 1$, наоборот, синхронизирующим будет второй генератор. Если же $M = 1$, оба ге-

нератора равноправны. В этом случае

$$\gamma = \frac{\alpha_c}{2}; \quad \Pi_B = 2\Pi_2 \left| \cos \frac{\alpha_c}{2} \right|;$$

$$\xi_1 = -\frac{\xi_0}{2\beta_B} + \frac{\Pi_1}{2} \sin \frac{\alpha_c}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0}{\Pi_2 \cos \frac{\alpha_c}{2}} \right)^2}.$$

В данном приближении при противофазном взаимодействии ($\alpha_c = \pm \pi$) полоса синхронизма становится равной нулю. Для выяснения истинного положения дел учтем небольшое изменение амплитуд колебаний внутри полосы синхронизма. Проводя такие же преобразования, как и в § 1-8, из (6-4) получаем:

$$U_{10} = U_{100} + \Delta U_{10}; \quad U_{20} = U_{200} + \Delta U_{20},$$

где

$$\Delta U_{10} = \Delta U_{10\text{макс}} \cos \psi_{p0}; \quad \Delta U_{20} = \Delta U_{20\text{макс}} \cos(\psi_{p0} - \alpha_c). \quad (6-14)$$

Значения U_{100} и U_{200} получаются из уравнений (6-7), а $\Delta U_{10\text{макс}}$ и $\Delta U_{20\text{макс}}$ вычисляются по формуле (1-74).

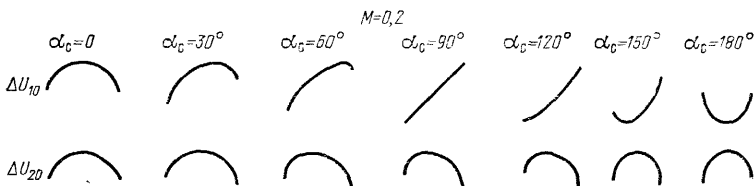


Рис. 6-5.

Поскольку функция $\psi_{p0}(\xi_0)$ в общем случае несимметрична относительно 0 (или 180°), резонансные характеристики получаются перекошенными. На рис. 6-5 приведены примеры резонансных характеристик для $M=0,2$ и $\Delta U_{i0\text{макс}} > 0$. Резонансная характеристика деформируется сильнее у первого, синхронизирующего генератора. Количественные же изменения при равных условиях у него будут меньше, ибо на него действует меньшая внешняя сила. При синфазном взаимодействии амплитуды колебаний возрастают в середине полосы у обоих генераторов. При противофазном взаимодействии амплитуда возрастает лишь у синхронизируемого генератора, а у синхронизирующего она уменьшается. Особым яв-

ляется случай, когда $M=1$. Здесь при противофазном взаимодействии необходимо учитывать изменение амплитуд и в фазовом уравнении. Иначе полоса синхронизма получается равной нулю.

При $\alpha_c = \pi$ уравнение (6-5) принимает вид:

$$\frac{T_2}{n} p \psi_p = \frac{1}{2} (-\beta_B \Pi_1 + \Pi_2) \sin \psi_p - \xi_0. \quad (6-15)$$

Коэффициенты Π_1 и Π_2 зависят согласно (6-9) от амплитуд U_{10} и U_{20} . Поскольку амплитуды меняются в небольших пределах, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \Pi_1 &= \Pi_{10} (1 + \alpha_{11} \Delta U_{10} + \alpha_{12} \Delta U_{20}); \\ \Pi_2 &= \Pi_{20} (1 + \alpha_{21} \Delta U_{10} + \alpha_{22} \Delta U_{20}). \end{aligned} \right\} \quad (6-16)$$

Здесь Π_{10} и Π_{20} — значения полос синхронизма при амплитудах, определяемых уравнениями (6-7), а

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial \Pi_i / \partial U_j}{\Pi_{i0}}, \quad i, j = 1, 2.$$

Поскольку амплитуды устанавливаются гораздо быстрее фаз, можно считать, что ΔU_{10} и ΔU_{20} определяются равенствами (6-14). Для $\alpha_c = \pi$ это означает, что

$$\Delta U_{10} = \Delta U_{10\text{макс}} \cos \psi_p, \quad \Delta U_{20} = -\Delta U_{20\text{макс}} \cos \psi_p. \quad (6-17)$$

Подставляя (6-17) в (6-16), а (6-16) в (6-15), имеем:

$$\frac{T_2}{n} p \psi_p = -\xi_0 + \frac{1}{2} \Pi_B \sin \psi_p + \frac{1}{2} \Pi_{\text{пр}} \sin 2\psi_p. \quad (6-18)$$

Для $\alpha_c = \pi$ $\Pi_B = \Pi_{20} - \beta_B \Pi_{10}$, а

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{пр}} &= \frac{1}{2} [(\alpha_{21} \Pi_{20} - \beta_B \alpha_{11} \Pi_{10}) \Delta U_{10\text{макс}} + \\ &+ (\alpha_{12} \beta_B \Pi_{10} - \alpha_{22} \Pi_{20}) \Delta U_{20\text{макс}}]. \end{aligned}$$

Когда коэффициент M не очень близок к единице, $\Pi_B \gg \Pi_{\text{пр}}$ и последним членом в (6-18) можно пренебречь. В этом случае получается обычное уравнение (6-11), не учитывающее изменений амплитуд. Если же $M \approx 1$, т. е. $\Pi_{20} \approx \beta_B \Pi_{10}$, учет последнего члена необходим.

Стационарные значения фазы ψ_p соответствуют пересечению кривой $\frac{1}{2} \Pi_B \sin \psi_{p0} + \frac{1}{2} \Pi_{\text{пр}} \sin 2\psi_{p0}$ с прямой, параллельной оси абсцисс и отстоящей от нее на величину ξ_0 (рис. 6-6, а, б). Устойчивые режимы получаются на падающих участках фазовых траекторий. При $\Pi_B \geq 2\Pi_{\text{пр}}$

на интервале $0 \div 2\pi$ существует один устойчивый режим. С уменьшением Π_B полоса синхронизма сужается. Начиная с $\Pi_B = 2\Pi_{\text{пр}}$ появляется область значений ξ_0 , в которой возможны два устойчивых режима с разными фазами $\psi_{\text{р}}$. При изменении расстройки ξ_0 возможен переход с одной устойчивой ветви на другую, сопровождаемый скачком фазы. Обратный переход происходит при

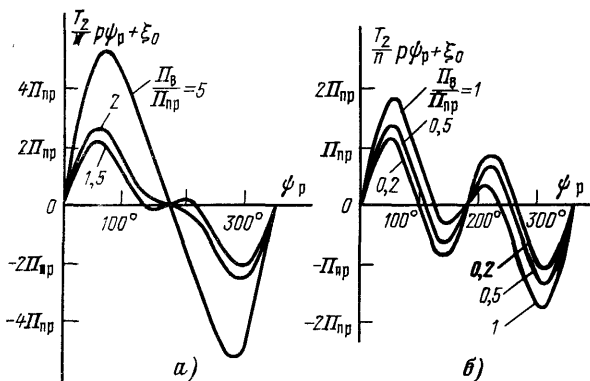


Рис. 6-6.

другой расстройке, причем петля гистерезиса уменьшается при $\Pi_B \rightarrow 2\Pi_{\text{пр}}$. Когда генераторы абсолютно равноправны и $\Pi_B = 0$, область существования двух устойчивых режимов совпадает с полосой синхронизма. Оба режима равновероятны.

Таким образом, учет небольшого изменения амплитуд колебаний в полосе синхронизма при противофазной взаимной синхронизации равноправных генераторов позволяет обнаружить ряд новых свойств. Хотя члены, обусловленные изменением амплитуд, имеют второй порядок малости, они в этом случае оказываются существенными, ибо основные члены взаимно вычитаются. В уравнениях (6-4) такого вычитания нет, поэтому в каждом из них в отдельности амплитуды можно считать постоянными. Следовательно, частота колебаний по-прежнему определяется вторым или четвертым уравнением системы (6-4).

На рис. 6-7 изображены зависимости амплитуд и частоты колебаний от расстройки между генераторами ξ_0 для $\alpha_c = \pi$ и трех значений M . При $M = 1$ ($\Pi_B = 0$) коле-

бания возможны на двух частотах. На одной частоте (режим *а*) амплитуда колебаний второго генератора максимальна на левой границе полосы синхронизма и минимальна — на правой, а первого генератора — наоборот. На другой частоте (режим *б*) — обратная ситуация. С увеличением $\Pi_{\text{в}}$ режимы *а* и *б* как бы раздвигаются по частоте. При перестройке генераторов здесь возмож-

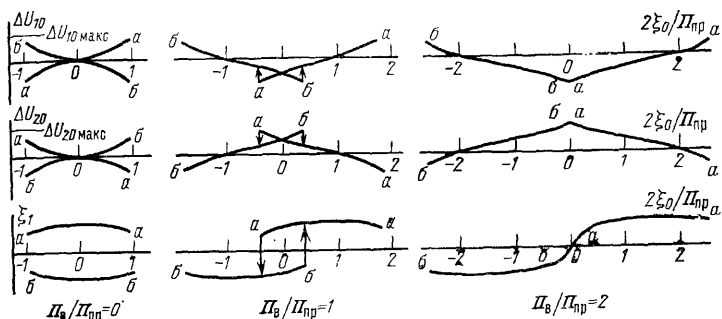


Рис. 6-7.

ны переходы из одного режима в другой, сопровождаемые скачками амплитуд и частоты колебаний. Это наблюдалось и в эксперименте [124]. При $\Pi_{\text{в}} = 2\Pi_{\text{пр}}$ оба режима сливаются в один и скачки пропадают. Если $\Pi_{\text{в}}$ увеличивать далее, зависимости $\Delta U_{10}(\xi_0)$ и $\xi_1(\xi_0)$ будут приближаться к полученным ранее без учета изменения амплитуд колебаний в полосе синхронизма (рис. 6-5 и 6-4, а).

Интересно отметить, что в противофазном режиме увеличение амплитуды колебаний по сравнению с U_{00} у одного генератора всегда сопровождается уменьшением ее у другого. В синфазном же режиме амплитуды колебаний у обоих генераторов больше величины U_{00} . При малых сигналах взаимодействия U_{00} совпадает с амплитудой свободных колебаний. Поэтому при синфазной взаимной синхронизации мощность каждого генератора возрастает. При сильном взаимодействии значение U_{00} отличается от амплитуды свободных колебаний, причем, возможно, и в большую сторону. Увеличение суммарной мощности двух генераторов при их взаимной синхронизации на основном тоне наблюдалось на практике. Об этом сообщалось, например, в [125]. Два клистронных

генератора диапазона 7 ГГц давали в отдельности 1,2 и 1,4 Вт. При их взаимной синхронизации была получена суммарная мощность 3,4 Вт. Связь между генераторами через двойной тройник была очень сильной. Обычно же связь между генераторами достаточно слаба и изменением амплитуд колебаний можно пренебречь. В этом случае суммарная мощность двух взаимно синхронизированных генераторов при синфазном сложении сигналов практически равна сумме мощностей каждого из генераторов, работающих отдельно.

6-5. СЛОЖЕНИЕ МОЩНОСТЕЙ НЕСКОЛЬКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Для получения мощных сигналов иногда используется суммирование мощностей взаимно синхронизированных генераторов. У таких устройств больше надежность, легче осуществляется охлаждение. Для получения максимальной мощности суммируемые на общей нагрузке составляющие должны быть синфазны. Поэтому нужно предусмотреть регулировку фаз отдельных слагаемых. За счет фазовой нестабильности уровень мощности меняется, что следует учитывать при выборе схем и режимов отдельных генераторов. Суммирующее устройство должно обеспечивать сильную связь генераторов с нагрузкой и в то же время достаточно слабую связь между генераторами, ибо при сильной связи скачки наблюдаются даже у неравноправных генераторов и не только при $\alpha_c = \pi$ [126]. В диапазоне СВЧ, где в основном и используется сложение мощностей отдельных генераторов, для этих целей применяются двойной волноводный тройник, трехдецибелный направленный ответвитель, гибридное кольцо и резистивный гибридный сумматор [42]. К двум плечам этих устройств подсоединяются генераторы, а к двум другим — полезная и балластная нагрузки. Балластная нагрузка необходима для согласования суммирующего устройства. Мощность в ней почти не теряется. Для взаимной синхронизации обычно бывает достаточно просачивания сигналов за счет естественной асимметрии сумматоров. Реально достижимая развязка в двойном волноводном тройнике составляет 30—40 дБ, в резистивном гибридном сумматоре — 20—30 дБ, а в трехдецибелном направленном ответвителе на плосковых линиях — 15—20 дБ. Иногда система взаимно синхронизированных генераторов синхронизируется

внешним сигналом, который подается со стороны полезной или балластной нагрузки.

Суммарная мощность обычно приблизительно равна сумме мощностей автономных генераторов. Таким способом была удвоена мощность генераторов на ЛПД с $f_0 = 14,5$ ГГц и $P_0 = 10$ мВт [127]. Путем последовательного попарного сложения мощности (рис. 6-8) можно осуществить синхронную работу на общую нагрузку 2^k ге-

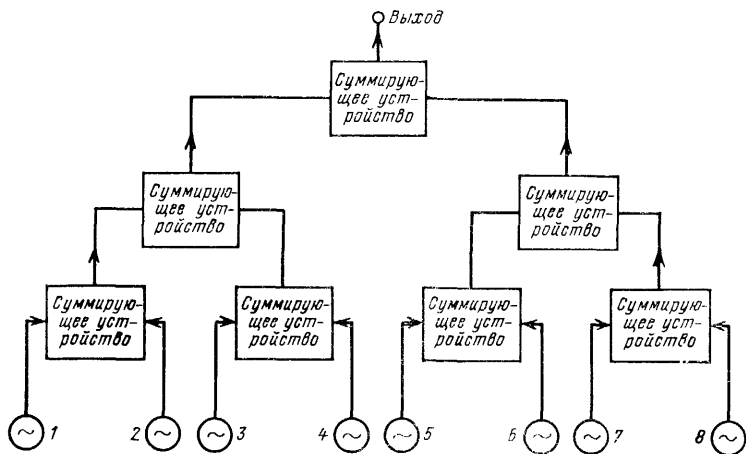


Рис. 6-8.

нераторов. Сложение мощностей восьми туннельных двухдиодных генераторов с $f_0 = 1,56$ ГГц и мощностью 26 мВт с помощью гибридных колец позволило получить общую мощность 105 мВт [128]. При использовании резистивных гибридных сумматоров от восьми генераторов на ЛПД с $f_0 = 6,1$ ГГц и мощностью 79 мВт получена мощность 0,54 Вт [129]. С помощью трехдецибелных направленных ответвителей на элементах с сосредоточенными постоянными суммировалась мощность 32 генераторов на туннельных диодах с $f_0 = 19$ МГц. Выходная мощность возросла примерно в 32 раза [130].

В принципе мощности нескольких генераторов можно суммировать не только попарно, но и на общей нагрузке. В этом случае все генераторы взаимодействуют непосредственно друг с другом. Это значительно затрудняет настройку системы. К тому же возрастает вероят-

ность появления скачков. В некоторых случаях в центре полосы система выходит из синхронизма. Для трех генераторов, соединенных в цепочку, это теоретически и экспериментально доказано в работе [131]. Несколько характерных видов областей синхронного режима показаны на рис. 6-9, где Δ_I и Δ_{III} обозначают расстройки первого и третьего (крайних в цепочке) генераторов относительно второго (среднего). Две последние картинки получа-

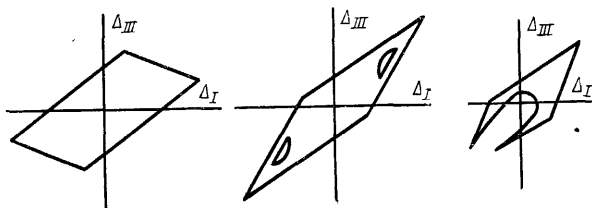


Рис. 6-9.

ются в том случае, когда генераторы почти равноправны. Вообще, видимо, всегда работа системы взаимно синхронизированных генераторов более устойчива, если один из генераторов является ведущим, т. е. практически синхронизирует остальные.

Мощности нескольких взаимно синхронизированных генераторов можно суммировать в пространстве. Это одновременно дает возможность регулировать направление распространения энергии. Группа таких генераторов представляет собой активную фазированную антенную решетку. Ее диаграмма направленности определяется взаимным расположением элементарных излучателей отдельных генераторов и разностью фаз колебаний. Элементарные излучатели могут входить в состав контуров, поэтому генераторы можно монтировать непосредственно у излучателей. Это особенно удобно при использовании малогабаритных диодных генераторов. Необходимая разность фаз устанавливается с помощью фазовращателей или путем подбора режима и параметров генераторов. По такому принципу была построена фазированная антенная решетка из генераторов на диодах Ганна [132].

За счет шумов различного происхождения фазы и амплитуды во взаимно синхронизированных генераторах непрерывно меняются. Флуктуации в генераторах оказываются взаимосвязанными, ибо сигнал одного является синхронизирующим для другого. Шумы в генераторах, как и раньше, учтем через малые шумовые токи $i_{ш1}$ и $i_{ш2}$, протекающие через нагрузки. Их можно представить в виде колебаний с частотами ω и $m\omega/n$ со случайными комплексными амплитудами:

$$i_{ш1} = (I_{в.ш1} - jI_{м.ш1})e^{j\varphi_1}; \quad i_{ш2} = (I_{в.ш2} - jI_{м.ш2})e^{j\varphi_2}.$$

При наличии шумовых токов уравнения (6-2) принимают вид:

$$I' + i_{ш1} = Y_1(p)\dot{U}_1; \quad I'' + i_{ш2} = Y_2(p)\dot{U}_2.$$

Отсюда для изохронных одноконтурных генераторов

$$\left. \begin{aligned} T_1 p U_1 &= \left[I'_{01} + \frac{1}{2} I'_c \cos(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) \right] R_{y1} - \\ &- U_1 + I_{в.ш1} R_{y1}; \\ U_1 T_1 p \varphi_1 &= -\frac{1}{2} I'_s \sin(m\varphi_1 - n\varphi_2 - n\alpha_2) R_{y1} - \\ &- \xi_1 U_1 - I_{м.ш1} R_{y1}; \\ T_2 p U_2 &= \left[I''_{01} + \frac{1}{2} I''_c \cos(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) \right] R_{y2} - \\ &- U_2 + I_{в.ш2} R_{y2}; \\ U_2 T_2 p \varphi_2 &= -\frac{1}{2} I''_s \sin(n\varphi_2 - m\varphi_1 - m\alpha_1) R_{y2} - \\ &- \xi_2 U_2 - I_{м.ш2} R_{y2}. \end{aligned} \right\} \quad (6-19)$$

Для генераторов с большими асинхронными составляющими второе и четвертое уравнения можно рассматривать при постоянных амплитудах U_{100} и U_{200} . Их комбинация дает:

$$\frac{T_2}{n} p(\psi_p - \gamma) = -\xi_0 - \frac{1}{2} \Pi_B \sin(\psi_p - \gamma) - \left(v_{ш2} - \frac{m}{n} v_{ш1} \right), \quad (6-20)$$

где $v_{ш1} = I_{м.ш1} R_{y1} / U_{100}$, $v_{ш2} = I_{м.ш2} R_{y2} / U_{200}$.

Уравнение (6-20) по форме совпадает с дифференциальным уравнением при односторонней синхронизации (5-23). Поэтому все результаты, полученные в предыдущей главе для фазы синхронизируемого генератора с большой асинхронной составляющей, справедливы для разности фаз таких же взаимно синхронизированных генераторов.

Хотя сами фазы при малых тепловых и дробовых шумах, как будет показано ниже, обладают диффузионным законом, их разность имеет стационарный разброс вокруг значения, определяемого расстройкой между генераторами. Векторы колебаний могут сколь угодно далеко «накручиваться» в ту или другую сторону, но они всегда держатся вблизи друг от друга. При больших шумах за счет скачков векторы расходятся и появляется диффузионный набег разности фаз. Из-за этого же среднее значение $d\psi_p/dt$ в общем случае отличается от нуля. Следовательно, $nd\varphi_2/dt \neq md\varphi_1/dt$, т. е. средние частоты генераторов не соотносятся как целые числа. Закон распределения разности фаз, коэффициент диффузии и среднее значение $d\psi_p/dt$ могут быть определены по формулам § 5-6, если в них шумовым воздействием считать

$$v_{\text{ш2}} - \frac{m}{n} v_{\text{ш1}}.$$

Для выяснения поведения фаз φ_1 и φ_2 надо рассмотреть второе и четвертое уравнения (6-19). После их линеаризации вокруг стационарного режима получается:

$$T_1 p \varphi_{\varphi_1} = -\frac{1}{2} \Pi_1 \cos \psi_{p0} (m \varphi_{\varphi_1} - n \varphi_{\varphi_2}) - v_{\text{ш1}};$$

$$T_2 p \varphi_{\varphi_2} = -\frac{1}{2} \Pi_2 \cos (\psi_{p0} - \alpha_c) (n \varphi_{\varphi_2} - m \varphi_{\varphi_1}) - v_{\text{ш2}},$$

где φ_{φ_1} и φ_{φ_2} — малые флуктуационные приращения, вызванные шумами.

Отсюда

$$\varphi_{\varphi_1} = -\frac{(pT_2 + n\Delta_2)v_{\text{ш1}} + n\Delta_1 v_{\text{ш2}}}{p^2 T_1 T_2 + p(m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)};$$

$$\varphi_{\varphi_2} = -\frac{(pT_1 + m\Delta_1)v_{\text{ш2}} + m\Delta_2 v_{\text{ш1}}}{p^2 T_1 T_2 + p(m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)}.$$

$$\text{Здесь } \Delta_1 = \frac{1}{2} \Pi_1 \cos \psi_{p0}; \Delta_2 = \frac{1}{2} \Pi_2 \cos (\psi_{p0} - \alpha_c).$$

Флуктуационные приращения мгновенных частот определяются так:

$$\omega_{\phi 1} = p\varphi_{\phi 1} = - \frac{(pT_2 + n\Delta_2)v_{\text{ш}1} + n\Delta_1 v_{\text{ш}2}}{pT_1 T_2 + (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)};$$

$$\omega_{\phi 2} = p\varphi_{\phi 2} = - \frac{(pT_1 + m\Delta_1)v_{\text{ш}2} + m\Delta_2 v_{\text{ш}1}}{pT_1 T_2 + (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)}.$$

Если $v_{\text{ш}1}$ и $v_{\text{ш}2}$ линейно связаны, то при некоторых соотношениях между $v_{\text{ш}1}$, $v_{\text{ш}2}$, Δ_1 и Δ_2 низкочастотные флуктуации частоты могут быть существенно меньше, чем в свободных генераторах. В частности, при $v_{\text{ш}1}/v_{\text{ш}2} = -\Delta_1/\Delta_2$ они равны нулю. Флуктуации частоты одного генератора компенсируются противофазными флуктуациями другого. При синфазных шумах медленные флуктуации частоты обоих генераторов суммируются. В общем случае случайные функции $v_{\text{ш}1}$ и $v_{\text{ш}2}$ связаны не линейно, а лишь коррелированы. Поэтому для определения спектров флуктуаций необходимо знать спектры случайных функций $v_{\text{ш}1}$ и $v_{\text{ш}2}$ — соответственно $F_{v_1}(\Omega)$ и $F_{v_2}(\Omega)$ — и их взаимный спектр. Когда $v_{\text{ш}1}$ и $v_{\text{ш}2}$ не коррелированы, спектры флуктуаций фаз

$$\left. \begin{aligned} F_{\varphi 1}(\Omega) &= \frac{(n\Delta_2)^2 F_{v_1}(\Omega) + (n\Delta_1)^2 F_{v_2}(\Omega) + \Omega^2 T_2^2 F_{v_1}(\Omega)}{\Omega^2 T_1^2 T_2^2 + \Omega^2 (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2}; \\ F_{\varphi 2}(\Omega) &= \frac{(m\Delta_1)^2 F_{v_2}(\Omega) + (m\Delta_2)^2 F_{v_1}(\Omega) + \Omega^2 T_1^2 F_{v_2}(\Omega)}{\Omega^2 T_1^2 T_2^2 + \Omega^2 (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6-21)$$

Спектральные же плотности флуктуаций частот

$$F_{\omega 1}(\Omega) = \Omega^2 F_{\varphi 1}(\Omega) = \frac{(n\Delta_2)^2 F_{v_1}(\Omega) + (n\Delta_1)^2 F_{v_2}(\Omega) + \Omega^2 T_2^2 F_{v_1}(\Omega)}{\Omega^2 T_1^2 T_2^2 + (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2};$$

$$F_{\omega 2}(\Omega) = \Omega^2 F_{\varphi 2}(\Omega) = \frac{(m\Delta_1)^2 F_{v_2}(\Omega) + (m\Delta_2)^2 F_{v_1}(\Omega) + \Omega^2 T_1^2 F_{v_2}(\Omega)}{\Omega^2 T_1^2 T_2^2 + (m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2}.$$

Для $F_{v_1}(\Omega) = \text{const}$ и $F_{v_2}(\Omega) = \text{const}$ они показаны на рис. 6-10. Взаимная синхронизация генераторов сказывается лишь на медленных флуктуациях частоты. Они у обоих генераторов выравниваются:

$$\frac{F_{\omega 1}(0)}{\omega_{01}^2} = \frac{F_{\omega 2}(0)}{\omega_{02}^2} = \frac{2D}{\omega_{01}^2},$$

где

$$D = \frac{1}{2} \frac{n^2 [\Delta_2^2 F_{v_1}(0) + \Delta_1^2 F_{v_2}(0)]}{(m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2}.$$

Быстрые флуктуации остаются такими же, как в свободном режиме [109]:

$$F_{\omega 1} = F_{v1}/T^2_1; \quad F_{\omega 2} = F_{v2}/T^2_2.$$

Полоса частот, в которой происходит выравнивание флуктуаций, примерно равна полосе синхронизма и зависит от расстройки между генераторами. Выравнивание медленных флуктуаций может сопровождаться их умень-

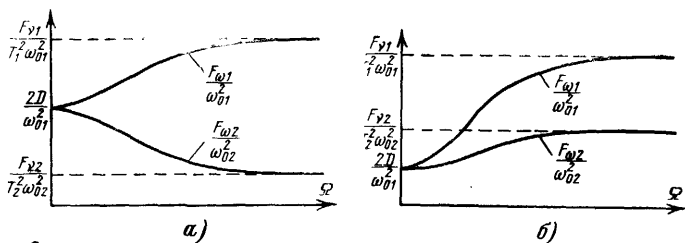


Рис. 6-10.

шением в обоих генераторах (рис. 6-10,б). Возможен случай, когда флуктуации уменьшаются только у более шумящего генератора. При этом у «хорошего» генератора они возрастают (рис. 6-10,а).

Из-за того что при $\Omega \rightarrow 0$ спектральные плотности флуктуаций фаз (6-21) возрастают как $1/\Omega^2$, случайные уходы фазы не восстанавливаются, а накапливаются. Как и в свободном генераторе, имеет место диффузионный закон распыливания фазы. Но коэффициент диффузии здесь зависит от шумов обоих генераторов и от условий их взаимодействия.

Подставляя (6-21) в (5-38), для $F_{v1}(\Omega) = F_{v1}$ и $F_{v2}(\Omega) = F_{v2}$ получаем:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\Delta\varphi^2_{1t}} &= F_{v1} (1 - e^{-t/T_3}) + Dt; \\ \overline{\Delta\varphi^2_{2t}} &= F_{v2} (1 - e^{-t/T_3}) + \frac{m^2}{n^2} Dt, \end{aligned} \right\} \quad (6-22)$$

где

$$\frac{1}{T_3} = \frac{m\Delta_1}{T_1} + \frac{n\Delta_2}{T_2};$$

$$\left. \begin{aligned} F_{B1} &= \frac{1}{2} \frac{T_1 T_2}{m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1} \left[\frac{F_{10}}{T_1^2} - \frac{(n\Delta_2)^2 F_{10} + (n\Delta_1)^2 F_{20}}{(m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2} \right]; \\ F_{B2} &= \frac{1}{2} \frac{T_1 T_2}{m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1} \left[\frac{F_{20}}{T_2^2} - \frac{(m\Delta_1)^2 F_{20} + (m\Delta_2)^2 F_{10}}{(m\Delta_1 T_2 + n\Delta_2 T_1)^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (6-23)$$

Первые слагаемые в (6-22) ограничены во времени. Их наличие приводит лишь к появлению шумовых пьедесталов в спектрах выходных колебаний. Вторые слагаемые растут по диффузионному закону, что вызывает уширение спектральных линий. Относительная ширина линий у обоих сигналов одинакова и пропорциональна коэффициенту диффузии D [109].

При одностороннем воздействии первого генератора на второй $\Delta_1 \equiv 0$, поэтому $F_{B1} = 0$ (6-23) и $D = D_{10} = F_{10}/2T_1^2$. Следовательно, флуктуации в первом генераторе такие же, как в свободном режиме. В синхронизированном генераторе фаза колебаний φ_2 имеет стационарный разброс около того значения, которое навязывает ему первый генератор. О наличии стационарного разброса свидетельствует первое слагаемое в (6-22), у которого $F_{B2} \neq 0$. Диффузионный же набег фазы второго генератора полностью определяется диффузией фазы синхронизирующего сигнала.

Аналогично при одностороннем воздействии второго генератора на первый $\Delta_2 \equiv 0$ и $F_{B2} = 0$, а $D = n^2 D_{20}/m^2 = n^2 F_{20}/2m^2 T_2^2$.

С учетом выражений для коэффициентов диффузии свободных генераторов D_{10} и D_{20}

$$D = \frac{1 + \Lambda^2 \chi}{(1 + \Lambda)^2} D_{10}, \quad (6-24)$$

где $\chi = n^2 D_{20}/m^2 D_{10}$, а $\Lambda = m\Delta_1 T_2 / n\Delta_2 T_1 = M \cos \psi_{p0} / \cos(\psi_{p0} - \alpha_0)$.

Исследование (6-24) на экстремумы показывает, что коэффициент диффузии минимален при $\Lambda = 1/\chi$ и

$$D_{\min} = \frac{n^2}{m^2} \frac{D_{20}}{1 + \chi} = \frac{n^2 D_{10} D_{20}}{n^2 D_{20} + m^2 D_{10}}. \quad (6-25)$$

Например, при взаимодействии одинаковых генераторов ($D_{10} = D_{20} = D_0$) с равными частотами ($n = m = 1$)

$D_{\text{мин}} = D_0/2$. Следовательно, здесь подбором режима флуктуации по сравнению со свободными генераторами могут быть уменьшены в два раза.

Величина Λ является функцией фазы ψ_{p0} , которая в свою очередь зависит от расстройки генераторов. Однако при синфазном и противофазном взаимодействии Λ постоянна во всей полосе синхронизма. Для $\alpha_c = 2\pi k$ $\Lambda = M$, а для $\alpha_c = \pi(2k+1)$ $\Lambda = -M$. Соответственно постоянен во всей полосе и коэффициент диффузии. При синфазном взаимодействии

$$D = \frac{1 + M^2\chi}{(1 + M)^2} D_{10};$$

при противофазном взаимодействии

$$D = \frac{1 + M^2\chi}{(1 - M)^2} D_{10}.$$

В этих случаях коэффициент диффузии зависит только от уровня флуктуаций в свободных генераторах и от

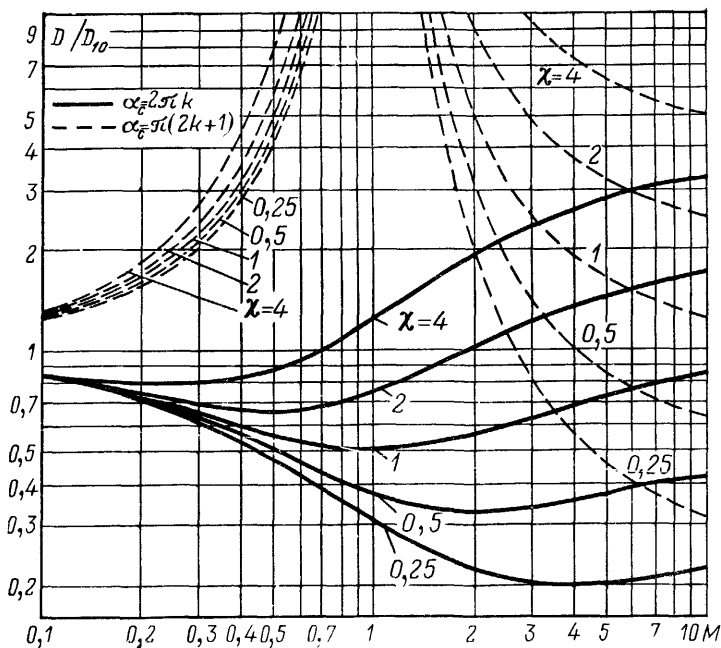


Рис. 6-11.

степени взаимодействия между ними. Изменение обеих связей между генераторами с сохранением значения M на уровень флуктуаций не влияет. На рис. 6-11 показаны зависимости D от M для различных значений χ . При противофазном взаимодействии Λ никогда не может равняться $1/\chi$, ибо $\Lambda = -M$. Поэтому минимум флуктуаций (6-25) здесь не достигим. При противофазном взаимодействии (пунктирные кривые на рис. 6-11) флуктуации по сравнению со свободным режимом могут быть уменьшены лишь в одном генераторе, если другой обладает меньшим уровнем шумов. Для этого необходимо, чтобы «лучший» генератор был захватывающим. Например, при $M > 3$ и $\chi = 0,25$ «лучший» второй генератор захватывает первый и флуктуации в первом генераторе уменьшаются по сравнению со свободным режимом ($D/D_{10} < 1$). Флуктуации в захватывающем генераторе всегда возрастают. Действительно, при $M \leq 1$ для любых χ $D/D_{10} > 1$. В нашем приближении для $\alpha_c = \pi(2k+1)$ и $M=1$ полоса синхронизма получается равной нулю. Поэтому здесь неограниченно возрастает и коэффициент диффузии. Если в фазовых уравнениях учесть изменения амплитуды колебаний, характер зависимостей вблизи $M=1$ изменится. В частности, в интервале расстройек, соответствующих гистерезисной области, зависимость уровня флуктуаций от ξ_0 оказывается неоднозначной. На границах гистерезисной области имеет место значительная дестабилизация [133].

При синфазном взаимодействии (сплошные линии на рис. 6-11) подбором связи между генераторами можно добиться того, что флуктуации в обоих генераторах уменьшаются по сравнению со свободным режимом. Минимум флуктуаций имеет место при $M = 1/\chi$. Например, у одинаковых генераторов ($\chi = 1$) при равной связи между ними ($M = 1$) флуктуации в обоих генераторах уменьшаются в 2 раза. Если «плохой» генератор является захватываемым, флуктуации в захваченном генераторе могут возрасти, как это имеет место для $\chi = 2$ и $M > 2$, где $D/D_{10} > 1$. В захватывающем генераторе в этом случае флуктуации уменьшаются. Вообще в синфазном режиме в «худшем» генераторе флуктуации всегда уменьшаются. Подобрав оптимальный M , можно уменьшить флуктуации и в «лучшем» генераторе. При $\chi = 2$ для этого надо уменьшить M до 0,5, т. е. уменьшить воздействие второго генератора на первый или увеличить воздейст-

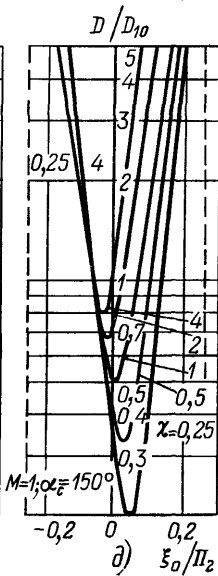
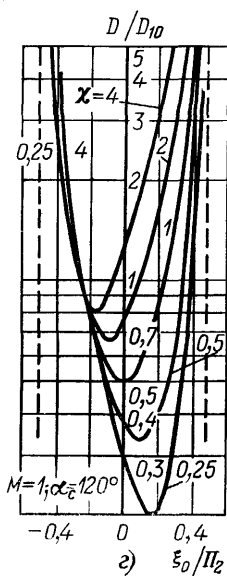
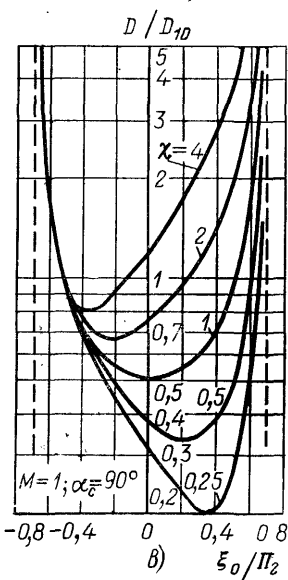
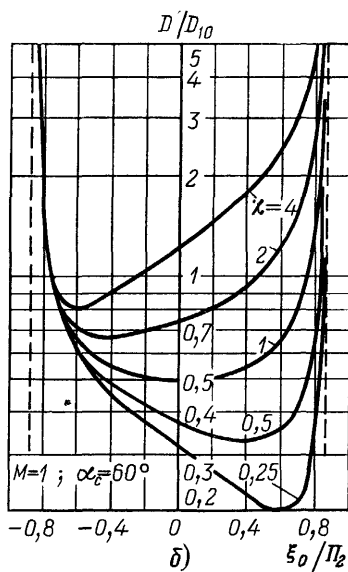
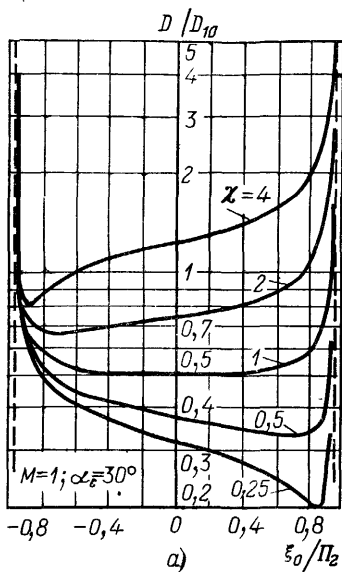


Рис. 6-12.

вие первого на второй. При этом коэффициент диффузии по сравнению со свободным режимом в первом генераторе снизится в 1,5 раза, а во втором — в 3 раза ($D/D_{10} = 0,67$). В оптимальном режиме всегда «плохой» генератор захватывается «хорошим», ибо $M_{\text{опт}} = 1/\chi$.

При $\alpha_c \neq \pi k$ значение Λ изменяется в полосе синхронизма от -1 на одной границе (через $\mp\infty$) до -1 на другой, обязательно проходя значение $1/\chi$. Поэтому меняется и уровень флуктуаций, принимая при некоторой расстройке минимальное значение (6-25). На рис. 6-12, а — д приведены зависимости коэффициента диффузии D от расстройки между генераторами для $M=1$ и разных α_c . На границах полосы флуктуации бесконечно велики, а при значениях ξ_0 , где $\Lambda = 1/\chi$, коэффициент диффузии минимален. Здесь флуктуации в обоих генераторах меньше, чем в свободном режиме. В области расстроек, где $D/D_{10} < 1$, происходит уменьшение флуктуаций первого генератора, а там, где $D/D_{10} < \chi$, — второго. При $\chi = 1$ эти области совпадают. Например, для $\alpha_c = 90^\circ$ (рис. 6-12, в) флуктуации обоих генераторов уменьшаются, если $-0,5\Pi_2 < \xi_0 < 0,5\Pi_2$. Для $\chi = 2$ уменьшение флуктуаций первого генератора имеет место при $-0,5\Pi_2 < \xi_0 < 0,22\Pi_2$, а второго — при $-0,61\Pi_2 < \xi_0 < 0,5\Pi_2$. Следовательно, область, где уменьшаются флуктуации сразу у обоих генераторов, определяется первым, «лучшим» генератором. При $\chi < 1$ эта область, наоборот, определяется вторым генератором.

Итак, путем взаимной синхронизации двух генераторов коэффициент диффузии фазы, а следовательно, и ширина спектральной линии у них могут быть уменьшены по сравнению с режимом свободных колебаний. При синфазном взаимодействии это получается во всей полосе синхронизма. Таким способом может быть уменьшена нестабильность частоты за счет любых возмущений, если они в обоих генераторах независимы. Это явление можно объяснить следующим образом. Частота колебаний в синфазном режиме линейно зависит от собственных частот генераторов, т. е. как бы «привязана к ним пружинками».

При независимых флуктуациях собственных частот флуктуации частоты колебаний получаются меньше. Очевидно, что если частоту колебаний «привязать пружинками» к нескольким точкам, флуктуации последних будут сказываться еще меньше.

Например, в случае синфазной взаимной синхронизации на основном тоне трех генераторов фазовые уравнения с учетом шумов могут быть записаны в виде

$$T_1 p \varphi_1 = -\frac{1}{2} \Pi_{12} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{1}{2} \Pi_{13} \sin(\varphi_1 - \varphi_3) - \nu_{ш1};$$

$$T_2 p \varphi_2 = -\frac{1}{2} \Pi_{21} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{1}{2} \Pi_{23} \sin(\varphi_2 - \varphi_3) - \nu_{ш2};$$

$$T_3 p \varphi_3 = -\frac{1}{2} \Pi_{31} \sin(\varphi_3 - \varphi_1) - \frac{1}{2} \Pi_{32} \sin(\varphi_3 - \varphi_2) - \nu_{ш3}.$$

Отсюда для малых приращений фаз $\varphi_{\Phi\kappa}$ ($\kappa=1, 2, 3$) вокруг стационарных значений

$$\left. \begin{aligned} p\varphi_{\Phi 1} &= -\Delta_{12}(\varphi_{\Phi 1} - \varphi_{\Phi 2}) - \Delta_{13}(\varphi_{\Phi 1} - \varphi_{\Phi 3}) - \nu'_{ш1}; \\ p\varphi_{\Phi 2} &= -\Delta_{21}(\varphi_{\Phi 2} - \varphi_{\Phi 1}) - \Delta_{23}(\varphi_{\Phi 2} - \varphi_{\Phi 3}) - \nu'_{ш2}; \\ p\varphi_{\Phi 3} &= -\Delta_{31}(\varphi_{\Phi 3} - \varphi_{\Phi 1}) - \Delta_{32}(\varphi_{\Phi 3} - \varphi_{\Phi 2}) - \nu'_{ш3}, \end{aligned} \right\} \quad (6-26)$$

где $\nu'_{ш\kappa} = \nu_{ш\kappa}/T_{\kappa}$, а

$$\Delta_{\kappa j} = \frac{\Pi_{\kappa j}}{2T_{\kappa}} \cos(\varphi_{\kappa} - \varphi_j).$$

Из (6-26) можно найти выражения для $\varphi_{\Phi\kappa}$. Фазы по-прежнему обладают диффузионным законом, обусловленным бесконечным ростом уровня флуктуаций при $p \rightarrow 0$. Медленные флуктуации фазы $\varphi_{\Phi\kappa}(0)$ во всех генераторах одинаковы:

$$\varphi_{\Phi k}(0) = \frac{\nu'_{ш1}(\Delta_{21}\Delta_{31} + \Delta_{23}\Delta_{31} + \Delta_{21}\Delta_{32}) + \nu'_{ш2}(\Delta_{12}\Delta_{31} + \Delta_{12}\Delta_{32} + \Delta_{13}\Delta_{32}) + \nu'_{ш3}(\Delta_{12}\Delta_{23} + \Delta_{13}\Delta_{21} + \Delta_{13}\Delta_{23})}{p(\Delta_{12}\Delta_{23} + \Delta_{12}\Delta_{32} + \Delta_{12}\Delta_{31} + \Delta_{13}\Delta_{23} + \Delta_{13}\Delta_{32} + \Delta_{21}\Delta_{31} + \Delta_{23}\Delta_{31} + \Delta_{21}\Delta_{32} + \Delta_{13}\Delta_{21})}.$$

Если $\Delta_{\kappa j} = \Delta_{j\kappa}$, то

$$\varphi_{\Phi k}(0) = \frac{\nu'_{ш1} + \nu'_{ш2} + \nu'_{ш3}}{3p}$$

Следовательно, при одинаковых и независимых $\nu'_{ш\kappa}$ коэффициент диффузии в синхронном режиме уменьшается в три раза при любых расстройках между генераторами. При этом связь между разными парами может быть различной. Главное, чтобы в каждой паре прямое и обратное воздействия были равны, т. е. $\Pi_{\kappa j}/T_{\kappa} = \Pi_{j\kappa}/T_j$. Например, генераторы могут быть включены по цепочечной схеме (рис. 6-13,а). В кольцевой схеме (рис. 6-13,б), несмотря на то, что $\Delta_{\kappa j} \neq \Delta_{j\kappa}$ флуктуации также могут быть уменьшены. Здесь

$$\varphi_{\Phi k}(0) = \frac{\Delta_{23}\Delta_{31}\nu'_{ш1} + \Delta_{12}\Delta_{31}\nu'_{ш2} + \Delta_{12}\Delta_{23}\nu'_{ш3}}{p(\Delta_{23}\Delta_{31} + \Delta_{12}\Delta_{31} + \Delta_{12}\Delta_{23})}.$$

Для одинаковых и независимых $\nu'_{ш\kappa}$ минимум $\overline{\varphi_{\Phi\kappa}^2(0)}$ получается при $\Delta_{12} = \Delta_{23} = \Delta_{31}$, когда $\overline{\varphi_{\Phi\kappa}^2(0)} = \overline{\nu_{ш\kappa}^2(0)}/3p^2$.

Аналогично можно показать, что при взаимной синфазной синхронизации N_T одинаковых генераторов с $\Pi_{kj}/T_k = \Pi_{jk}/T_j$ коэффициент диффузии уменьшается в N_T раз.

Ряд экспериментальных исследований различных авторов подтвердил возможность уменьшения флуктуаций частоты путем взаимной синхронизации генераторов. Это получалось с клистронными генераторами [134], генераторами на диодах Рида [135], Ганна [123] и ЛПД [121]. В качестве примера на рис. 6-14 приведены экспериментальные зависимости среднеквадратичного от-

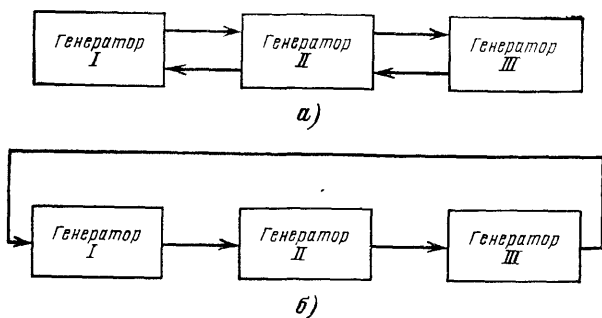


Рис. 6-13.

клонения частоты $\Delta f_{эфф}$ в полосе 40 Гц на расстоянии 100 кГц от несущей для двух ЛПД-генераторов с $f_0 = 9,3$ ГГц. Там же отмечены уровни флуктуаций свободных генераторов (генераторы 1 и 2). Коэффициенты передачи цепочек связи одинаковы и равны — 22,5 дБ. При определенных α_c в некоторой полосе происходит уменьшение флуктуаций в обоих генераторах. Небольшое отличие от теоретических кривых объясняется неизохронностью свободных генераторов на ЛПД.

При неблагоприятных фазовых соотношениях уровень флуктуаций может быть и выше, чем в свободном режиме. Это особенно неприятно, когда маломощный стабильный генератор синхронизирует более мощный, но с худшей стабильностью. Паразитное обратное воздействие может заметно ухудшить стабильность задающего генератора. Для того чтобы возможное ухудшение не превышало 1 дБ, даже при одинаково шумящих генераторах развязка между ними должна быть на 10 дБ больше коэффициента усиления синхронизируемого генератора [123].

При слабом взаимодействии флуктуации амплитуды в связанных генераторах остаются почти такими же, как и в свободном режиме. Лишь на границах полосы синхронизма из-за сильного увеличения фазовых шумов амплитудные флуктуации тоже возрастают. За счет пре-

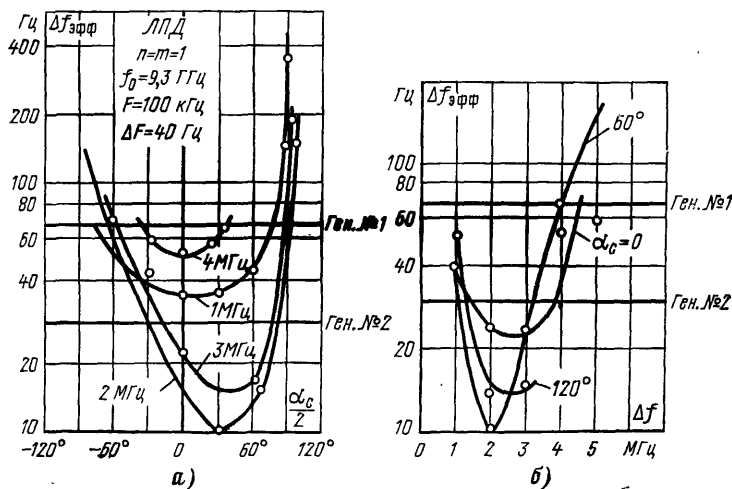


Рис. 6-14.

образования фазовой модуляции в амплитудную небольшое увеличение амплитудных шумов происходит и в полосе синхронизма. При противофазном взаимодействии равноправных генераторов полоса синхронизма становится очень узкой. Поэтому амплитудные шумы сильно

возрастают уже при небольшой естественной расстройке между генераторами. Этот факт подтверждается экспериментальными кривыми, полученными на ганновских генераторах с мощностью 165—170 мВт и частотой 16,2 ГГц при сигналах взаимодействия 0,4 мВт (рис. 6-15) [123]. По оси ординат здесь отложено отношение

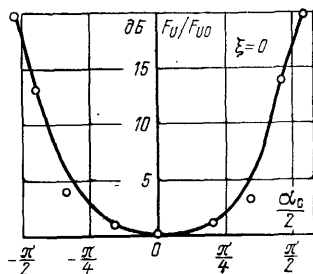


Рис. 6-15.

спектральной плотности флуктуаций амплитуды F_U при взаимной синхронизации к спектральной плотности F_{U0} в свободном режиме.

Амплитудные шумы, вызванные фазовыми флуктуациями, у взаимосинхронизированных генераторов коррелированы. Поэтому их можно частично компенсировать, сложив с соответствующими фазами сигналы с обоих генераторов. При этом в идеале уровень амплитудных шумов становится таким же, как в свободном режиме во всей полосе синхронизма [123].

6.7. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Переходные процессы в двух связанных генераторах описываются четырьмя нелинейными дифференциальными уравнениями первого порядка (6-3). В генераторах с большой асинхронной составляющей можно рассматривать лишь два фазовых уравнения, считая амплитуды колебаний равными стационарным значениям:

$$\left. \begin{aligned} T_1 \rho \dot{\varphi}_1 &= \frac{1}{2} \Pi_1 \sin \psi_p - \xi_1; \\ T_2 \rho \dot{\varphi}_2 &= -\frac{1}{2} \Pi_2 \sin(\psi_p - \alpha_c) - \xi_2. \end{aligned} \right\} \quad (6-27)$$

Уравнения (6-27) легко сводятся к одному дифференциальному уравнению первого порядка (6-11), которое с точностью до постоянных коэффициентов совпадает с ранее исследованным уравнением (1-87). В режиме биений разность фаз $(\psi_p - \gamma)$ монотонно нарастает или убывает в соответствии с законом (1-88). В синхронном режиме установление стационарного значения $(\psi_p - \gamma)$ происходит по закону (1-90).

Если разность фаз ψ_p получит некоторое приращение относительно стационарного значения, например за счет изменения одной из фаз φ_1 или φ_2 , в системе начнется переходный процесс. Будет изменяться разность фаз ψ_p , а следовательно, согласно (6-27) и фазы φ_1 , φ_2 . Таким образом, изменение фазы одного генератора приводит к изменению фазы и у другого. Для определения законов установления фаз φ_k надо проинтегрировать уравнения (6-27) с изменяющимся по формуле (1-90) значением $(\psi_p - \gamma)$. В явном виде это удастся сделать только для $\alpha_c = \pi_k$.

При синфазном взаимодействии $\alpha_c = \gamma = 0$ и, согласно (6-12), (6-13), $\xi_0/\Pi_B = \xi_2/\Pi_2 = -\xi_1/\Pi_1$. Поэтому из (6-27) и (6-11) имеем:

$$p\varphi_1 = -\frac{M}{1+M} \frac{p\psi_p}{m_1}; \quad p\varphi_2 = \frac{1}{1+M} \frac{p\psi_p}{n}.$$

В противофазном режиме $\alpha_c = \gamma = 180^\circ$ и $\xi_0/\Pi_B = \xi_2/\Pi_2 = \xi_1/\Pi_1$. Поэтому

$$p\varphi_1 = \frac{M}{1-M} \frac{p\psi_p}{m}; \quad p\varphi_2 = \frac{1}{1-M} \frac{p\psi_p}{n}.$$

Таким образом, в синфазном и противофазном режимах фазы φ_1 , φ_2 меняются пропорционально разности фаз ψ_p , т. е. по закону (1-90). В противофазном режиме фазы меняются в одну сторону, а в синфазном — в противоположные. Когда коэффициент M значительно отличается от 1, основная доля приращения ψ_p приходится на фазу синхронизируемого генератора. Пусть, например, скачкообразно изменилась фаза синхронизирующего генератора. Тогда скачком же изменится и разность фаз ψ_p и начнется переходный процесс, в результате которого ψ_p примет прежнее значение или изменится на величину, кратную $2\pi/n$. Изменение ψ_p будет происходить в основном за счет изменения фазы синхронизируемого генератора. Но из-за обратного воздействия на синхронизирующий генератор его фаза тоже изменится. Чем сильнее обратное воздействие, т. е. чем ближе M к 1, тем фаза изменится больше. Таким образом, скачок фазы передается с искажениями. Соответственно будет искажаться и любой другой вид фазовой или частотной модуляции.

Обратное воздействие приводит к ошибкам в манипуляторе фазы на базе делителя частоты. Переключение фазы здесь производится за счет изменения ее у синхронизируемого генератора. Разность фаз согласно (6-11) меняется на величину, кратную $2\pi/n$. Однако во время переходного процесса изменяется и фаза синхронизирующего генератора. В результате фаза синхронизируемого генератора изменяется не точно на $2\pi/n$. Ошибка тем больше, чем сильнее обратное воздействие. У манипуляторов, в которых переключение фазы осуществляется введением расстройки, ошибка будет больше, чем у манипуляторов второго типа, ибо в них фазы φ_1 , φ_2 одновременно с изменением ψ_p меняются и во время управления. Если же манипуляция осуществляется за счет скачкообразного приращения фазы синхронизируемого генератора, изменение фазы у синхронизирующего генератора происходит только во время установления нового стационарного значения. Чем ближе к нему после первоначального скачка будет ψ_p нач, тем меньше ошибка. Если первоначаль-

нальное приращение сделать равным точно $2\pi/n$, сразу же установится новое стационарное значение и ошибка будет равна нулю. На рис. 6-16, а приведены зависимости приращения фазы первого генератора $\Delta\varphi_1$ от $\psi_{р.нач}$ при разных значениях α_c . Для $\alpha_c \neq \pi k$ графики получены с помощью решения системы уравнений (6-27) на аналоговой вычислительной машине. Фаза φ_1 в этом случае меняется по сложному закону. Он может быть немонотонным. Например, при $\alpha_c = 120^\circ$ и $\psi_{р.нач} = -\alpha_c = -117^\circ$ результирующее приращение $\Delta\varphi_1$ равно нулю, хотя фаза φ_1 в течение переходного процесса все время

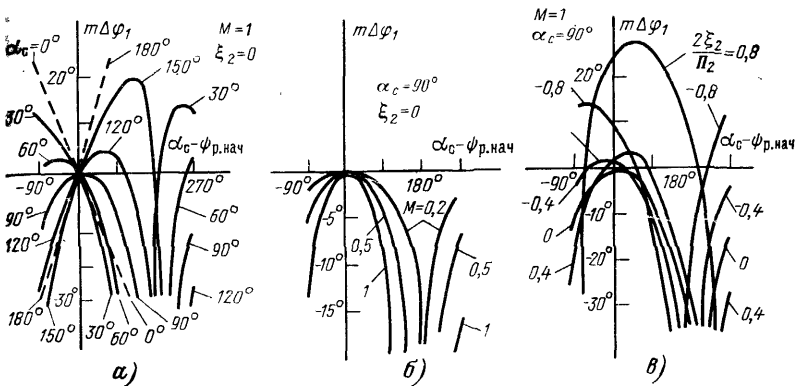


Рис. 6-16.

меняется. При меньшей величине обратного воздействия, т. е. при меньшем M , характер кривых $\Delta\varphi_1(\psi_{р.нач})$ остается таким же, хотя приращение $\Delta\varphi_1$ уменьшается. Всегда существуют значения $\psi_{р.нач}$, при которых уход φ_1 очень велик. Поскольку в любой системе имеется небольшое обратное воздействие с неопределенной α_c , существует некоторая вероятность больших ошибок манипуляции. Для ее устранения следует правильно выбирать значение начального приращения.

Влияние величины M и расстройки на приращение фазы $\Delta\varphi_1$ иллюстрируют графики рис. 6-16, б, в. Для каждой α_c существует такая расстройка, при которой приращение $\Delta\varphi_1$ в широком интервале значений $\psi_{р.нач}$ получается небольшим. Например, при $M=1$ и $\alpha_c = 90^\circ$ такая расстройка $\xi_2 = \pm 0,2\Pi_2$ (рис. 6-16, в).

СИМВОЛИЧЕСКИЕ УКРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть некоторая линейная цепь описывается дифференциальным уравнением

$$a_0 \frac{d^n u}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} u}{dt^{n-1}} + \dots + a_n u = b_0 \frac{d^m e}{dt^m} + b_1 \frac{d^{m-1} e}{dt^{m-1}} + \dots + b_m e.$$

Здесь u — напряжение на выходе цепи, а e — на ее входе.

При гармоническом входном сигнале $e = \dot{e} e^{j\omega t}$ напряжение на выходе будет тоже гармоническим $u = \dot{u} e^{j\omega t}$. В этом случае $d^\kappa u / dt^\kappa = (j\omega)^\kappa u$, а $d^\kappa e / dt^\kappa = (j\omega)^\kappa e$, где $\kappa = 1, 2, \dots, n$.

Поэтому

$$a_0 (j\omega)^n \dot{u} e^{j\omega t} + a_1 (j\omega)^{n-1} \dot{u} e^{j\omega t} + \dots + a_n \dot{u} e^{j\omega t} = b_0 (j\omega)^m \dot{e} e^{j\omega t} + b_1 (j\omega)^{m-1} \dot{e} e^{j\omega t} + \dots + b_m \dot{e} e^{j\omega t}.$$

Отсюда комплексный коэффициент передачи цепи

$$K = \frac{\dot{u}}{\dot{e}} = \frac{b_0 (j\omega)^m + b_1 (j\omega)^{m-1} + \dots + b_m}{a_0 (j\omega)^n + a_1 (j\omega)^{n-1} + \dots + a_n}.$$

Идя обратным путем, можно по коэффициенту передачи получить дифференциальное уравнение цепи. Поэтому равенство

$$u = \dot{K}(j\omega) e \quad (\text{П-1})$$

можно рассматривать как символическое уравнение, из которого заменой $j\omega$ на d/dt получится дифференциальное уравнение цепи, причем u и e не обязательно гармонические.

В линейных системах с сосредоточенными параметрами коэффициент передачи представляется отношением полиномов

$$\dot{K}(j\omega) = P(j\omega)/Q(j\omega),$$

поэтому уравнение (П-1) можно записать в виде

$$Q(j\omega) u(t) = P(j\omega) e(t). \quad (\text{П-2})$$

Решение этого уравнения упрощается, когда сигнал и система являются узкополосными, причем средняя частота спектра сигнала

ω_n мало отличается от резонансной частоты системы. Узкополосный сигнал можно записать в квазигармонической форме

$$e(t) = \dot{\mathcal{E}}(t) e^{j\omega_n t}$$

с медленно меняющейся комплексной амплитудой $\dot{\mathcal{E}}(t)$. Выходной сигнал в силу узкополосности системы также будет квазигармоническим, т. е.

$$u(t) = \dot{U}(t) e^{j\omega_n t},$$

поэтому уравнение (П-2) принимает вид:

$$Q(j\omega) \dot{U}(t) e^{j\omega_n t} = P(j\omega) \dot{\mathcal{E}}(t) e^{j\omega_n t}.$$

На основании теоремы смещения функцию $e^{j\omega_n t}$ можно вынести за знак полинома, если в полиноме вместо $j\omega$ поставить смещенный оператор $j\omega_n + j\omega$, причем $j\omega_n$ — обычное мнимое число. Например,

$$\begin{aligned} j\omega f(t) e^{j\omega_n t} &\rightarrow \frac{d}{dt} [f(t) e^{j\omega_n t}] = \\ &= e^{j\omega_n t} \left[\frac{df}{dt} + j\omega_n f \right] \rightarrow e^{j\omega_n t} (j\omega + j\omega_n) f(t). \end{aligned}$$

После сокращения на $e^{j\omega_n t}$ получаем:

$$Q(j\omega_n + j\omega) \dot{U}(t) = P(j\omega_n + j\omega) \dot{\mathcal{E}}(t).$$

Чтобы подчеркнуть, что оператор дифференцирования $j\omega$ действует теперь на медленные функции $\dot{U}(t)$ и $\dot{\mathcal{E}}(t)$, заменим его на $j\Omega$, считая, как и прежде, $j\Omega \div d/dt$:

$$\dot{U}(t) = \dot{K}(j\omega_n + j\Omega) \dot{\mathcal{E}}(t).$$

Так как спектры сигналов $e(t)$ и $u(t)$ сосредоточены вблизи ω_n , а следовательно, и вблизи резонансной частоты цепи ω_0 , вместо точного выражения для \dot{K} можно рассматривать приближенное, справедливое в узкой области вокруг ω_0 . Доказательство этого факта имеется в работах С. И. Евтянова [1]. Ошибка от такой замены будет тем меньше, чем выше избирательность нагрузки и чем уже спектр входного сигнала. Но даже для широкополосных сигналов ошибка оказывается небольшой, если только спектральная плотность входного сигнала не очень сильно возрастает вдали от ω_0 .

Например, приближенное выражение для сопротивления параллельного контура с постоянной времени T вблизи резонанса будет:

$$Z = \frac{R_{oe}}{1 + j(\omega - \omega_0)T},$$

где R_{oe} — сопротивление контура на резонансной частоте. Поэтому

$$Z(j\omega_n + j\Omega) = \frac{R_{oe}}{1 + j\Delta\omega T + j\Omega T},$$

где $\Delta\omega = \omega_n - \omega_0$ — расстройка контура относительно частоты ω_n .

Следовательно, символическое укороченное сопротивление параллельного контура

$$Z(p) = \frac{R_{oe}}{1 + j\Delta\omega T + pT}, \quad (\text{П-3})$$

где $p = d/dt$ — оператор дифференцирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Евтянов С. И. Ламповые генераторы. М., «Связь», 1967. 384 с. с ил.
2. Харкевич А. А. Избранные труды. Т. 2. М., «Наука», 1973. 566 с. с ил.
3. Конторович М. И. Нелинейные колебания в радиотехнике. М., «Советское радио», 1973. 320 с. с ил.
4. Секерская Е. Н. Регенеративный приемник с жестким режимом. — «ЖТФ», 1935, № 2, с. 253—280.
5. Королев В. И., Постников Л. В. К теории синхронизации генератора автоколебаний. — «Известия вузов. Радиофизика», 1969, № 3, с. 406—414.
6. Демьянченко А. Г. О форме резонансных характеристик синхронизированных генераторов. — «Труды МИРЭА», 1972, вып. 64 (Радиотехника), с. 112—124.
7. Шахгильдян В. В., Ляховкин А. А. Системы фазовой автоподстройки частоты. М., «Связь», 1972. 447 с. с ил.
8. Рязин П. А. Процессы установления колебаний в автоколебательной системе при явлениях полного и частичного увлечения частоты. — «ЖТФ», 1935, № 1, с. 38—52.
9. Рязин П. А. О механизме возникновения принудительной синхронизации. — «ЖТФ», 1935, № 10, с. 1809—1833.
10. Болотов Ю. Н. Внешнее воздействие на автогенератор. — «Труды МЭИ», 1956, вып. 28, с. 268—284.
11. Болотов Ю. Н. Автогенератор как делитель частоты. Автореф. канд. дис. МЭИ, 1957.
12. Шеманаев Г. Д. Синхронизация автогенераторов. Автореф. канд. дис. МЭИ, 1961.
13. Евтянов С. И. О внешнем воздействии на автогенератор. — «Радиотехника», 1956, № 6, с. 3—11.
14. Бруевич А. Н., Евтянов С. И. Аппроксимация нелинейных характеристик и спектры при гармоническом воздействии. М., «Советское радио», 1965, 344 с. с ил.
15. Демьянченко А. Г. Исследование делителей частоты гармонических колебаний. Автореферат кандидатской диссертации. МЭИ. 1968.
16. Демьянченко А. Г. Делитель частоты с воздействием на защитную сетку. — «Радиотехника», 1968, № 3, с. 49—57.
17. Демьянченко А. Г., Мешман Ю. Г. Расширение полосы синхронизма делителей частоты с помощью комплексной обратной связи. — «Труды МИРЭА», 1969, вып. 40 (Радиотехника), т. 3, с. 49—62.
18. Евтянов С. И. Двухтактные делители частоты. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1958, № 2, с. 134—137.
19. Евтянов С. И., Снедков Б. И. Исследование двухтактного делителя частоты. — «Электросвязь», 1960, № 1, с. 11—22.

20. Демьянченко А. Г., Евтянов С. И. Делитель частоты с преобразователем и усилителем. — «Радиотехника», 1962, № 10, с. 25—34.
21. Андреев В. С., Цейтлин М. З. Широкополосные делители частоты с переключателем в цепи обратной связи. — «Электросвязь», 1959, № 4, с. 23—35.
22. Демьянченко А. Г. Делитель частоты с транзисторным преобразователем. — «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи», 1969, вып. 4, с. 187—196.
23. Андреев В. С. О ключевых делителях частоты. — «Радиотехника», 1961, № 9, с. 60—67.
24. Безкаотов Ю. В. Делители частоты с шунтовыми смесителями. — «Известия вузов. Приборостроение», 1972, № 7, с. 10—12.
25. Федоров В. А., Фурман Н. П., Маслов Э. Б. Ключевой делитель частоты с большим коэффициентом деления. — «Обмен опытом в радиопромышленности», 1970, № 2, с. 57—58.
26. Генераторы гармонических колебаний на туннельных диодах. М., «Энергия», 1972. 215 с. с ил. Авт.: В. С. Андреев, В. И. Попов, А. Я. Федоров, Н. Н. Фомин.
27. Фомин Н. Н., Арон А. Я. Регенеративный умножитель частоты высокой кратности на туннельном диоде. — «Радиотехника», 1972, № 6, с. 88—91.
28. Сугияма. Эксперименты с генератором, синхронизированном на гармонике. — «ТИИЭР», 1968, № 5, с. 133.
29. Новинский Н. А., Попов П. А. Полоса синхронизации кварцевого генератора на туннельном диоде при делении частоты. — «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи», 1972, вып. 10, с. 105—114.
30. Евтянов С. И. Теория двухтактных делителей частоты. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1958, № 2, с. 138—150.
31. Уткин Г. М. Делители частоты с реактивной обратной связью. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1958, № 2, с. 151—161.
32. Белов Л. А., Капранов М. В. Умножитель частоты на отражательном клистроне. — «Радиотехника и электроника», 1963, № 4, с. 600—611.
33. Корнилов С. А. Деление частоты в пролетном клистроне с тремя зорами. — «Радиотехника и электроника», 1958, № 4, с. 522—529.
34. Базаров Е. Н., Жаботинский М. Е. Преобразование частоты на отражательном клистроне. — «Радиотехника и электроника», 1959, № 2, с. 253—261.
35. Барменков О. А., Корнилов С. А., Ломакин В. Г. Теоретическое и экспериментальное исследования делительных клистронов с предварительной группировкой. — «Радиотехника и электроника», 1961, № 6, с. 943—953.
36. Карасев А. С. Многократное деление частоты на отражательном клистроне. — «Радиотехника и электроника», 1966, № 8, с. 1428—1435.
37. Базаров Е. Н. Делитель частоты на трехсеточном отражательном клистроне. — «Радиотехника и электроника», 1960, № 4, с. 681—684.
38. Рубаник В. П. Колебания квазилинейных систем с запаздыванием. М., «Наука», 1969. 287 с. с ил.

39. Богачев В. М., Смольский С. М. Общие укороченные уравнения захваченного неизохронного автогенератора. — «Труды МЭИ», 1973, вып. 151, с. 87—93.
40. Тагер А. С., Ходневич А. Д. Генераторы на лавинно-пролетном диоде в сантиметровом диапазоне волн. — «Радиотехника и электроника», 1969, № 1, с. 382—391.
41. Арон А. Я., Фомин Н. Н. Фазо-частотные характеристики регенеративного умножителя частоты на туннельном диоде. — «Радиотехника», 1972, № 9, с. 46—49.
42. Фомин Н. Н. Синхронизация диодных генераторов СВЧ. М., «Связь», 1974. 73 с. с ил.
43. Миляев Н. А. К теории синхронизации автогенераторов с нелинейным задающим контуром. — «Радиотехника», 1968, № 4, с. 7—13.
44. Сугавара. 4-ГГц генератор на туннельном диоде с широкополосной внешней синхронизацией. — «ТНИИЭР», 1969, № 2, с. 113—114.
45. Mashock J. A., Ishii T. K. An interesting pulling effect in a tunnel diode oscillator. — «IEEE Trans.», 1969, vol. MTT-17, № 6, p. 347.
46. Daikoku K., Mizushina Y. Properties of injection locking in the non-linear oscillator. — «International Journal of Electronics», 1971, vol. 31, № 3, p. 279—292.
47. Ханделуол. Характеристики внешней синхронизации мощных генераторов на ЛПД. — «ТИИЭР», 1970, № 6, с. 147—149.
48. Meuleman L. J. Injection frequency locking of the avalanche transit-time oscillator. — «Philips Research Reports», 1972, vol. 27, № 3, p. 201, 222.
49. Тагер А. С., Цебиев А. М. Синхронизация генератора СВЧ на лавинно-пролетном диоде внешним гармоническим сигналом. — «Радиотехника и электроника», 1969, № 7, с. 1284—1290.
50. Соколовский И. И., Костылев С. А. Управление частотой генераторов Ганна введением синхронизирующего сигнала. — «Радиотехника и электроника», 1973, № 2, с. 319—325.
51. Ковалев И. С., Прохорчик А. И. Исследование синхронизации генераторов Ганна с полосковой резонансной системой. — «Доклады АН БССР», 1973, т. 17, № 2, с. 135—137.
52. Романюк В. А. Синхронизация генераторов Ганна. — «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи», 1972, вып. 10, с. 20—24.
53. Judd S. V., Hewitt S. J. Phase-locking of Gunneffect oscillators. — «Electronics Letters», 1967, vol. 3, № 3, p. 108—109.
54. Pollman H., Bosch B. G. Frequency division with power gain in Gunn oscillators. — «Electronics Letters», 1967, vol. 3, № 11, p. 513—516.
55. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сафаров Р. Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. М., «Советское радио», 1962. 376 с. с ил.
56. Day W. R. Stabilization of microwave oscillators by injection phase locking. — «Microwave Journal», 1967, vol. 10, № 4, p. 35—39.
57. Корнилов С. А., Емельянов А. Ф. Экспериментальное исследование клистронного делителя частоты с предварительной группировкой. — «Радиотехника и электроника», 1960, № 2, с. 336—338.
58. Дей. Синхронизация генератора на ЛОВ миллиметрового диапазона введением в замедляющую систему внешнего сигнала. — «ТИИЭР», 1963, № 7, с. 1043—1044.

59. Хохлов Р. В. О захватывании молекулярного генератора малой внешней силой. — «Радиотехника и электроника», 1958, № 4, с. 566—569.
60. Wang C. C. Frequency locking of laser oscillators by injected signal. — «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, № 1, p. 158—159.
61. Stover H. L., Steier W. H. Locking of laser oscillators by light injection. — «Applied Physics Letters», 1966, vol. 8, № 4, p. 91—93.
62. Ризкин И. Х. Умножители и делители частоты. М., «Связь», 1966. 296 с. с ил.
63. Грошковский Я. Генерирование высокочастотных колебаний и стабилизация частоты. М., Изд-во иностр. лит. 1953. 363 с. с ил.
64. Schlichting K. Untersuchungen on harmonischen Frequenzteilern zur Ermittlung der Voraussetzungen für die Erzielung hoher Teilverhältnisse und grober Mitnahmebereiche bei hoher Frequenzen. — «Zeitschrift für angewandte Physik», 1957, Bd 9, № 9, S. 458—464.
65. Демьянченко А. Г., Хуртин Е. А. Транзисторные делители частоты с повышенным коэффициентом регенерации. — «Радиотехника», 1974, № 10, с. 58—61.
66. Волков Е. А. О гармоническом анализе цепей, содержащих нелинейные элементы с экспоненциальной характеристикой. — «Радиотехника», 1969, № 6, с. 51—57.
67. Демьянченко А. Г., Мешман Ю. Г. Об одном способе увеличения полосы синхронизма делителей частоты. — В кн.: Доклады НТК по итогам НИР за 1966—1967 гг., секция радиотехническая, подсекция общей радиотехники. МЭИ, 1967, с. 97—108.
68. Quine J. P. A generalized locking equation for oscillators. — «IEEE Trans.», 1972, vol. MTT-20, № 6, p. 418—420.
69. Тайманов Р. Е., Зеленков А. А. О полосе синхронизации в делителях частоты с многочастотной избирательной системой. — «Вопросы радиоэлектроники. Техника радиосвязи», 1970, № 2, с. 89—95.
70. Михайлов Б. И. Классификация делителей частоты по ширине полосы деления. — «Вопросы радиоэлектроники. Техника радиосвязи», 1969, № 9, с. 133—143.
71. Иноземцев В. В. Широкополосные гармонические делители частоты на транзисторах. — «Обмен опытом в радиопромышленности», 1973, № 2, с. 82—84.
72. Евтянов С. И., Шеманаев Г. Д. Синхронизация двухконтурного автогенератора. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1959, № 2, с. 126—137.
73. Шеманаев Г. Д. Синхронное деление и умножение частоты в двухконтурном автогенераторе. — «Радиотехника и электроника», 1963, № 1, с. 32—41.
74. Капчинский И. М. Методы теории колебаний в радиотехнике. М. — Л., Госэнергоиздат, 1954. 352 с. с ил.
75. Рытов С. М. Резонанс n -го рода в системе с двумя степенями свободы в случае сильной связи. — «ЖТФ», 1935, № 1, с. 3—37.
76. Клешук В. Г. Некоторые особенности синхронизации клистронов и магнетронов при работе на длинную линию. — «Известия вузов. Радиотехника», 1961, № 3, с. 348—351.
77. Шеманаев Г. Д., Касимов Р. М. Захватывание автогенератора с инерционным автоматическим смещением. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1959, № 2, с. 160—175.
78. Анисимов В. А. Активный гармонический делитель частоты на ТД. — «Труды РКИИГА», 1969, вып. 146, с. 24—38.

79. Демьянченко А. Г., Хуртин Е. А. Многокаскадный делитель частоты гармонических колебаний. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1974, № 3, с. 83—89.

80. Лисицян Р. Р. О захватывании генератора на частоте внешней силы. — «Радиотехника и электроника», 1957, № 4, с. 418—432.

81. Самойло К. А., Федосова Т. С., Горшенков Ю. Н. Переходные процессы в гармонических делителях частоты. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1967, № 12, с. 1173—1182.

82. Воронин Э. С., Берестовский Г. Н. Синхронизация автогенератора радиоимпульсами. — «Радиотехника», 1956, № 3, с. 34—40.

83. Королев П. Г. О возможности дальнейшего обобщения в квазилинейной теории одноконтурных LC-генераторов. — «Радиотехника и электроника», 1959, № 2, с. 262—271.

84. Воронин Э. С., Рогатнев И. И. Нестационарные процессы в автогенераторе, жестко возбуждаемом радиоимпульсами. — «Радиотехника и электроника», 1957, № 2, с. 144—149.

85. Капранов М. В., Рихтер С. Г. Фазовая автоподстройка частоты в режиме манипуляции фазы. — В кн.: Доклады НТК по итогам НИР за 1966—1967 гг., секция радиотехническая, подсекция теории колебаний. МЭИ, 1967, с. 46—58.

86. Капранов М. В., Рихтер С. Г. Высокоскоростной режим манипулятора фазы с системой ФАП. — К кн.: Доклады НТК по итогам НИР за 1966—1967 гг., секция радиотехническая, подсекция теории колебаний. МЭИ, 1967, с. 59—68.

87. Девито, Кирнс, Сиви. Управление фазой импульсных магнетронов с внешней синхронизацией. — «ТИИЭР», 1969, № 8, с. 96—97.

88. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959. 915 с. с ил.

89. Горшенков Ю. Н. Фазовые манипуляторы на базе гармонических делителей частоты. Автореферат канд. дис. МИРЭА, 1970.

90. Рождественский А. Н. Многоустойчивый фазовый элемент на основе системы ФАПЧ. — «Известия вузов. Радиоэлектроника», 1972, № 11, с. 1371—1373.

91. Osborne T. L. Amplitude behavior of injection-locked oscillators. — «IEEE Trans.», 1970, vol. MTT-18, № 11, p. 897—905.

92. Мартыненко Д. П., Хохлов Р. В. О захватывании автогенератора амплитудно-модулированной внешней силой. — «Радиотехника и электроника», 1957, № 8, с. 1001—1011.

93. Мартыненко Д. П. О синхронизации автоколебаний на обертонах амплитудно-модулированной внешней силой. — «Радиотехника и электроника», 1958, № 2, с. 277—279.

94. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матье. М., Изд-во иностр. лит., 1953. 475 с. с ил.

95. Болознев В. В., Польский Ю. Е. Об особенностях синхронизации автогенератора ЧМ-сигналом. — «Труды КАИ», 1970, вып. 122, с. 319—325.

96. Болознев В. В., Польский Ю. Е. О воздействии слабого ЧМ-сигнала на автогенератор. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1971, № 6, с. 706—707.

97. Гусева В. А., Родионов Я. Г. Синхронизированный автогенератор со следящей настройкой. — «Электросвязь», 1969, № 11, с. 31—38.

98. Paik S. F., Lee C. W. Tunable locked avalanche diode oscillator. — In: IEEE Int. Conv. Dig., New York, 1972, Session 7B, Advan-

ces in microwave solid-state amplifiers, paper 7B.3. New York, p. 352—353.

99. Judd S. V. Simple repeater for frequency-modulated signals using transferred-electron oscillators. — «Electronics Letters», 1968, vol. 4, № 2, p. 33.

100. Isobe T., Tokida M. Power amplification for FM and PM signals with synchronized IMPATT oscillators. — «IEEE Trans.», 1970, vol. MTT-18, № 1, p. 906—912.

101. Endersz G., Vucins V. Improved injection locking of microwave FM-oscillators. — In: IEEE — GMITT Int. Microwave Symp., Arlington Heights, III, 1972, Dig. Techn. Pap., New York, 1972, p. 173—175.

102. Осборн, Элмендорф IV. Гетеродин ЧМ-приемника с внешней синхронизацией на лавинно-пролетном диоде. — «ТИИЭР», 1969, № 2, с. 111—113.

103. Direct frequency demodulation with CW Gunn and IMPATT oscillators. — «IEEE Journal of Solid-State Circuits», 1973, vol. SC-8, № 1, p. 37—43. Aut.: P. R. Bestwick, P. S. Drinan, G. S. Hobson, P. N. Robson, M. Thomas, R. Tozer.

104. Яковлев В. П. Синхронизация автогенератора слабomodулированной внешней силой. — «Радиотехника и электроника», 1961, № 10, с. 1609—1616.

105. Зачепиская Л. П., Клибанова И. М., Малахов А. Н. Влияние больших флуктуаций контурной емкости на работу систем синхронизации генераторов. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1966, № 1, с. 102—109.

106. Бунимович В. И. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах. М., «Советское радио», 1951. 360 с. с ил.

107. Рыжик И. М., Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., ГИФМЛ, 1963. 1100 с.

108. Евтянов С. И., Кулешов В. Н. Флуктуации в одноконтурных автогенераторах. — «НДВШ. Радиотехника и электроника», 1958, № 4, с. 93—102.

109. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., «Наука», 1968. 660 с. с ил.

110. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М., «Советское радио», 1961. 558 с. с ил.

111. Акопян И. Г. Экспериментальное исследование влияния флуктуационных помех на процессы синхронизации автогенератора. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1959, № 3, с. 408—419.

112. Малахов А. Н., Шепелевич Л. Г. Ширина спектральной линии выходного колебания систем стабилизации и преобразования частоты. — «Радиотехника и электроника», 1970, № 2, с. 328—333.

113. Евтянов С. И., Кулешов В. Н. Флуктуации в автогенераторах. — «Радиотехника и электроника», 1961, № 4, с. 496—505.

114. Демьянченко А. Г. Экспериментальное исследование флуктуаций фазы в делителях частоты. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1970, № 5, с. 721—726.

115. Барменков О. А., Корнилов С. А. Флуктуации в неавтономных генераторах на отражательном клистроне. — «Радиотехника и электроника», 1970, № 11, с. 2329—2337.

116. Джозенханс. Шумовые спектры ганновских генераторов и генераторов на диоде Рида. — «ТИИЭР», 1966, № 10, с. 279—281.

117. Saito T., Tokagi T., Mano K. On some noise properties of high frequency solid-state oscillators. — «The Reports of Research

Institute of Electrical Communication Tohoku University», 1972, vol. B24, № 1, p. 25—40.

118. Эшли, Палка. Результаты измерения степени уменьшения ЧМ-шумов за счет внешней синхронизации. — «ТИИЭР», 1970, № 2, с. 104—105.

119. Perlman B. S., Walsh T. E. Criterion of nonreciprocal injection locking of bilateral microwave oscillators. — «IEEE Trans.», 1970, vol. MTT-18, № 8, p. 507—508.

120. Демьянченко А. Г., Горшенков Ю. Н. Взаимная синхронизация генераторов на кратных частотах. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1970, № 5, с. 566—575.

121. Thust H. Gegenseitige Synchronisation von Lawinendiodenoszillatoren. — «Nachrichtentechnik — Elektronik», 1973, Bd 23, № 11, S. 431—434.

122. Ida Y., Hayashi K., Hashimoto S. Characteristics of bi-laterally injection phase — locked oscillators. — «Trans. Inst. Electron. and Commun. Eng. Jap.», 1973, vol. B56, № 11, p. 486—491.

123. Schünemann K., Schick B. Synchronization and noise performance of mutually coupled oscillators. — «AEU», 1972, Bd 26, H. 7/8, S. 310—318.

124. Парыгин В. Н. Уточнение теории взаимной синхронизации двух автогенераторов. — «Вестник МГУ. Сер. матем. мех., астр. физ., хим.», 1957, № 2, с. 139—143.

125. Welch G. V., Ishii T. K. Hybrid-tee coupled oscillators. — «Electronics Letters», 1970, vol. 6, № 22, p. 717—718.

126. Рапопорт Г. Н. К вопросу взаимной синхронизации генераторов сравнимой мощности. — «Радиотехника», 1951, № 4, с. 53—65.

127. Соччи, Гаррисон. Многодиодный лавинный генератор с увеличенной выходной СВЧ мощностью в режиме непрерывных колебаний. — «ТИИЭР», 1966, № 7, с. 83—84.

128. Прессер, Росуел. Генераторы на GaAs -туннельных диодах с выходной мощностью от 10 до 100 мВт в L -диапазоне. — «ТИИЭР», 1963, № 1, с. 267—268.

129. Фукуи. Синхронизация частоты и модуляция СВЧ генератора на кремниевом лавинно-пролетном диоде. — «ТИИЭР», 1966, № 10, с. 277—278.

130. Мицушина. Суммирование выходной мощности 2^н генераторов при помощи 3 дБ направленных ответвителей. — «ТИИЭР», 1967, № 12, с. 102—103.

131. Парыгин В. Н. Взаимная синхронизация трех связанных автоколебательных генераторов в случае слабой связи. — «Радиотехника и электроника», 1956, № 2, с. 197—204.

132. Magarshack J. Gunn oscillator used a phase — array aerial element. — «Electronics Letters», 1967, vol. 3, № 12, p. 556—558.

133. Клибанова И. М. Флуктуации в системах взаимной синхронизации. Автореф. канд. дис. ГГУ, 1971.

134. Okamura S., Okabe Y., Ihara T. Noise of two synchronized — microwave — oscillators. — «Annual Report of the Engineering Research Institute Faculty of Eng. Univ. Tokyo», 1972, vol. 31, p. 127—132.

135. Schlosser W. O. Noise in mutually synchronized oscillators. — «IEEE Trans.», 1968, vol. MTT-16, № 9, p. 732—737.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава первая. Основы теории синхронизации	5
1-1. Вводные замечания	5
1-2. Свободные колебания	6
1-3. Гармонический анализ при внешнем воздействии	11
1-4. Асинхронный режим	13
1-5. Синхронный режим	17
1-6. Синхронизация на основном тоне при полиномиальной характеристике нелинейного элемента	24
1-7. Деление частоты на два при полиномиальной характеристике нелинейного элемента	26
1-8. Синхронизированные генераторы с большой или преобладающей асинхронной составляющей	29
1-9. Режим биений	37
Глава вторая. Схемы синхронизированных генераторов	42
2-1. Делитель частоты с воздействием на защитную сетку	42
2-2. Генераторы без асинхронной составляющей	50
2-3. Генераторы с малой асинхронной составляющей	58
2-4. Синхронизация генераторов на туннельных диодах	68
2-5. Влияние добротности контура на полосу синхронизма	72
2-6. Генераторы с комплексной обратной связью	74
2-7. Синхронизация клистронных генераторов	83
2-8. Синхронизация генераторов с запаздыванием и нелинейной реактивностью	87
2-9. Практические результаты синхронизации СВЧ генераторов	92
Глава третья. Синхронизация сложных генераторов	97
3-1. Влияние на полосу синхронизма высших гармоник	98
3-2. Синхронизация двухконтурных генераторов	111
3-3. Синхронизация генераторов с инерционным автосмещением	114
3-4. Многокаскадные делители частоты	117
Глава четвертая. Переходные процессы	120
4-1. Установление стационарного режима	120
4-2. Синхронизация фазоманипулированным сигналом	131
4-3. Перескоки фазы под действием импульсных помех	138
4-4. Фазовые манипуляторы на базе делителей частоты	146
4-5. Синхронизация модулированным сигналом	149
4-6. Синхронизация слабомодулированным сигналом	156

Глава пятая. Стабильность выходного сигнала	164
5-1. Введение	164
5-2. Уравнения для малых возмущений	164
5-3. Медленная неустойчивость фазы при малых возмущениях	167
5-4. Влияние больших флуктуаций расстройки	170
5-5. Малые естественные флуктуации	172
5-6. Большие естественные флуктуации	181
5-7. Фликкер-шум	187
5-8. Результаты измерений флуктуаций в синхронизированных генераторах	192
Глава шестая. Взаимная синхронизация генераторов	199
6-1. Введение	199
6-2. Дифференциальные уравнения и уравнения стационарного режима	200
6-3. Взаимная синхронизация генераторов с большой асинхронной составляющей	203
6-4. Противофазная взаимная синхронизация равноправных генераторов	207
6-5. Сложение мощностей нескольких генераторов	212
6-6. Флуктуации в связанных генераторах	215
6-7. Переходные процессы	227
Приложение. Символические укороченные уравнения	230
Список литературы	230

АНАТОЛИЙ ГЕОРГИЕВИЧ ДЕМЬЯНЧЕНКО
Синхронизация генераторов
гармонических колебаний
 Редактор **С. М. Смольский**
 Редактор издательства **И. Н. Сулова**
 Технический редактор **М. П. Осипова**
 Корректор **И. А. Володяева**

Сдано в набор 20/V 1976 г.	Подписано к печати 20/VII 1976 г.	T-11088
Формат 84 × 108 ^{1/32}	Бумага типографская № 1	
Усл. печ. л. 12,6	Уч.-изд. л. 13,16	
Тираж 8000 экз.	Зак. 658	Цена 70 коп.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
 при Государственном комитете Совета Министров СССР
 по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
 Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.