

Пусть  $t_1$  — момент выхода на полупрямую  $\Gamma_1$  изображающей точки, движущейся в области (I) по этой дуге предельного цикла;  $t_1$ , очевидно, определяется уравнением  $x = -1$  или, поскольку  $a_1 \ll 1$  и  $e^{-t_1} \ll e^{-a_1 t_1}$ ,

$$-1 \approx -[A - (x_2 + y_2)] e^{-a_1 t_1}.$$

Таким образом, длительность интервалов времени, в течение которых лампа блокинг-генератора заперта, равна:

$$t_1 = \frac{1}{a_1} \ln [A - (x_2 + y_2)]$$

в единицах безразмерного времени области (I), или

$$T_1 = \frac{L}{r_1} t_1 = CR \cdot \ln [A - (x_2 + y_2)]$$

в единицах обычного времени.

Так как обычно длительность импульса  $\tau \ll T_1$ , то период автоколебаний блокинг-генератора

$$T = T_1 + \tau \approx T_1.$$

## § 12. Симметричный мультивибратор

Рассмотрим автоколебания симметричного мультивибратора (рис. 578), предложенного Абрагамом и Блохом и являющегося одним из часто применяемых генераторов разрывных колебаний напряжения [131, 6, 61].

**1. Уравнения колебаний.** Для этой схемы, пренебрегая сеточными токами, анодной реакцией и всеми паразитными параметрами, в том числе и паразитными емкостями, и считая схему симметричной (т. е.

считая одинаковыми характеристики ламп  $L_1$  и  $L_2$ , а также величины соответствующих емкостей и сопротивлений схемы), получим (в обозначениях рис. 578) следующие уравнения колебаний:

$$\frac{E_a - (u_1 + v_1)}{R_a} = i_{a2} + \frac{u_1 - E_g}{R_g},$$

$$\frac{E_a - (u_2 + v_2)}{R_a} = i_{a1} + \frac{u_2 - E_g}{R_g},$$

$$C \frac{dv_1}{dt} = \frac{u_1 - E_g}{R_g},$$

$$C \frac{dv_2}{dt} = \frac{u_2 - E_g}{R_g},$$

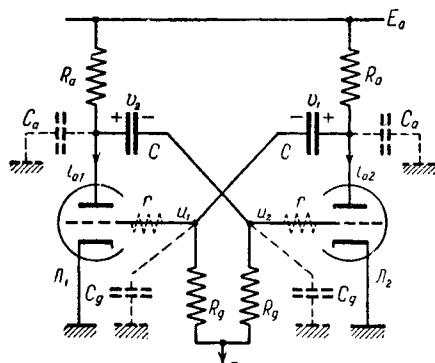


Рис. 578.

где анодные токи ламп  $i_{a1}$  и  $i_{a2}$  — функции соответственно  $u_1$  и  $u_2$ :

$$i_{a1} = i_a(u_1), \quad i_{a2} = i_a(u_2).$$

Схема, очевидно, имеет единственное состояние равновесия, в котором  $u_1 = u_2 = E_g$ ,  $i_{a1} = i_{a2} = i_a(E_g)$  и  $v_1 = v_2 = v_0 = E_a - R_a \cdot i_a(E_g) = E_g$ .

Введем для упрощения выкладок безразмерные переменные  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$ , связанные с напряжениями  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $v_1$ ,  $v_2$  соотношениями:

$$u_{1,2} = E_g + u_0 \cdot x_{1,2},$$

$$v_{1,2} = v_0 + \left(1 + \frac{R_a}{R_g}\right) u_0 \cdot y_{1,2},$$

где  $u_0$  — некоторый масштаб напряжений ( $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  пропорциональны переменным составляющим напряжений на сетках ламп и на конденсаторах  $C$ ), безразмерное время

$$t_{\text{нов}} = \frac{t_{\text{ст}}}{C(R_a + R_g)}$$

и безразмерную характеристику ламп

$$\varphi(x) = \frac{1}{u_0 S} [i_a(E_g + u_0 \cdot x) - i_a(E_g)],$$

где  $S$  — крутизна характеристики ламп в рабочей точке (т. е. при  $u = E_g$ ). Ниже для большей определенности мы будем считать характеристику ламп, а также сеточное смещение  $E_g$  такими, что безразмерная крутизна характеристики  $\varphi'(x)$  является четной непрерывной функцией  $x$ , которая монотонно убывает, стремясь к нулю, при возрастании  $|x|$ ; очевидно,  $0 \leq \varphi'(x) \leq 1$  (рис. 579).

В новых безразмерных переменных уравнения колебаний мультивибратора запишутся в следующей форме:

$$\begin{aligned} -y_1 &= x_1 + k\varphi(x_2), \quad -y_2 = x_2 + k\varphi(x_1), \\ \dot{y}_1 &= x_1, \quad \dot{y}_2 = x_2, \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (10.68)$$

где

$$k = \frac{SR_a R_g}{R_a + R_g}$$

— параметр схемы, являющийся коэффициентом усиления (на высоких частотах) усилителя, собранного из элементов одной из половин схемы. Исключая  $y_1$  и  $y_2$ , мы получим два дифференциальных уравнения первого порядка для  $x_1$  и  $x_2$ :

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 + k\varphi'(x_2) \dot{x}_2 + x_1 &= 0, \\ \dot{x}_2 + k\varphi'(x_1) \dot{x}_1 + x_2 &= 0 \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (10.68a)$$

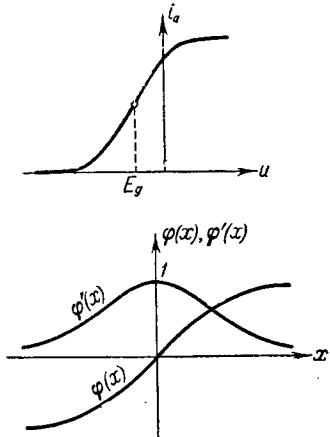


Рис. 579.

или, разрешая относительно  $\dot{x}_1$  и  $\dot{x}_2$ ,

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}_1 &= \frac{x_1 - k\varphi'(x_2)x_2}{k^2\varphi'(x_1)\varphi'(x_2) - 1}, \\ \dot{x}_2 &= \frac{x_2 - k\varphi'(x_1)x_1}{k^2\varphi'(x_1)\varphi'(x_2) - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (10.68b)$$

Таким образом, рассматриваемый мультивибратор является системой второго порядка (при пренебрежении всеми паразитными параметрами) и его состояния мы можем изображать точками на плоскости  $x_1, x_2$ .

Применяя критерий Бендиксона к уравнению интегральных кривых

$$\frac{dx_1}{dx_2} = \frac{P(x_1, x_2)}{Q(x_1, x_2)} = \frac{x_1 - k\varphi'(x_2)x_2}{x_2 - k\varphi'(x_1)x_1},$$

получаемому из уравнений (10.68б), можно убедиться, что система уравнений (10.68б) не допускает непрерывных периодических решений, так как выражение

$$\frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial Q}{\partial x_2} = +2,$$

т. е. всюду положительно.

Характеристическое уравнение для единственного состояния равновесия ( $x = 0, y = 0$ ) имеет вид:

$$(1 - k^2)\lambda^2 + 2\lambda + 1 = 0,$$

так как в силу определения безразмерной характеристики лампы  $\varphi'(0) = 1$ . При  $k < 1$  это состояние равновесия устойчиво (устойчивый узел), и к нему, как нетрудно видеть, стремятся (при  $t \rightarrow +\infty$ ) все фазовые траектории. Иначе говоря, мультивибратор при любых начальных условиях приходит к состоянию равновесия и не может совершать никаких автоколебаний.

Поэтому ниже мы будем рассматривать только случай

$$k > 1,$$

когда единственное состояние равновесия неустойчиво (седло) и мультивибратор самовозбуждается. Но при  $k > 1$  на плоскости  $x_1, x_2$ , очевидно, существует такое множество точек, в которых выполняется равенство

$$k^2\varphi'(x_1)\varphi'(x_2) - 1 = 0; \quad (10.69)$$

это множество точек образует некоторую непрерывную кривую  $\Gamma$ , замкнутую и симметричную относительно биссектрис координатных осей плоскости  $x_1, x_2$ . На этой кривой  $\dot{x}_1$  и  $\dot{x}_2$  обращаются в бесконечность, причем существенно, что точки части этой кривой являются точками стыка фазовых траекторий уравнений (10.68б), и в них уравнения (10.68б), составленные при пренебрежении паразитными параметрами схемы, не дают возможности продолжения решения. Та-

ким образом, пренебрегая паразитными параметрами, мы опять приходим к «дефектной» динамической модели, уравнения которой не позволяют проследить за поведением мультивибратора (очевидно, из-за того, что при составлении этих уравнений были отброшены среди паразитных параметров параметры, существенные для колебательных процессов в мультивибраторе).

**2. Скачки напряжений  $u_1, u_2$ .** Покажем, учитывая малые паразитные емкости  $C_a$  и  $C_g$  (они изображены на рис. 578 пунктиром), что мультивибратор будет совершать при  $k > 1$  разрывные колебания [61].

Уравнения колебаний мультивибратора при учете малых паразитных емкостей  $C_a$  и  $C_g$  (но при прежних остальных упрощающих предположениях) в безразмерных переменных, введенных выше, могут быть записаны в виде следующей системы дифференциальных уравнений четвертого порядка:

$$\left. \begin{array}{l} \mu \dot{x}_1 = -y_1 - x_1 - k\varphi(x_2) \equiv F_1(x_1, x_2, y_1), \\ \mu \dot{x}_2 = -y_2 - x_2 - k\varphi(x_1) \equiv F_2(x_1, x_2, y_2), \\ \dot{y}_1 = x_1, \quad \dot{y}_2 = x_2, \end{array} \right\} \quad (10.70)$$

где

$$\mu = \frac{\frac{R_a}{R_g}}{\left[ 1 + \frac{R_a}{R_g} \right]^2} \cdot \frac{C_a + C_g}{C}$$

— малый положительный параметр, характеризующий малость паразитных емкостей  $C_a$  и  $C_g$  по сравнению с емкостью  $C$ . Вывод уравнений колебаний мультивибратора при учете паразитных емкостей  $C_a$  и  $C_g$  и приведение этих уравнений к безразмерной форме мы опускаем, так как связанные с этим выкладки полностью аналогичны выкладкам, проделанным в § 5 настоящей главы при выводе уравнений (10.26). Уравнения (10.70) написаны сразу для случая достаточно малых значений емкостей  $C_a$  и  $C_g$  ( $C_a, C_g \ll C$ ).

Рассмотрим в общих чертах предельное (при  $\mu \rightarrow +0$ ) разбиение четырехмерного фазового пространства  $x_1, x_2, y_1, y_2$  на фазовые траектории системы уравнений (10.70). Выделим в этом пространстве поверхность  $F$ :

$$-y_1 = x_1 + k\varphi(x_2), \quad -y_2 = x_2 + k\varphi(x_1)$$

— фазовую поверхность «вырожденной» системы (с  $\mu = 0$ ); эта поверхность, очевидно, гомеоморфна координатной плоскости  $x_1, x_2$ , т. е. точки поверхности  $F$  и плоскости  $x_1, x_2$  соответствуют друг другу взаимно однозначно и непрерывно. В каждой точке  $(x_1, x_2, y_1, y_2)$  четырехмерного фазового пространства вне этой поверхности  $F$  при  $\mu \rightarrow +0$   $\dot{x}_1 \rightarrow \infty$ ,  $\dot{x}_2 \rightarrow \infty$ , а  $\dot{y}_1$  и  $\dot{y}_2$  остаются конечными; поэтому

в пределе, при  $\mu \rightarrow +0$ , все фазовое пространство вне поверхности  $F$  заполнено фазовыми траекториями, лежащими в плоскостях

$$y_1, y_2 = \text{const}.$$

По этим траекториям изображающая точка движется «скачком» (со сколь угодно большой скоростью изменения переменных  $x_1$  и  $x_2$  при достаточно малых  $\mu$ ), что соответствует «быстрым» (тем более быстрым, чем меньше паразитные емкости) изменениям состояния мультивибратора, во время которых «скачком» изменяются сеточные напряжения  $u_1$  и  $u_2$ , а напряжения  $v_1$  и  $v_2$  на конденсаторах  $C$  остаются неизменными.

Для достаточно малых  $\mu$  приближенные (асимптотические) дифференциальные уравнения траекторий «быстрых» движений, лежащих вблизи некоторой плоскости  $y_1 = y_1^0, y_2 = y_2^0$  ( $y_1^0, y_2^0 = \text{const}$ ), получаются из первых двух уравнений (10.70) заменой в них переменных  $y_1$  и  $y_2$  на постоянные  $y_1^0$  и  $y_2^0$ :

$$\left. \begin{aligned} \mu \dot{x}_1 &= -y_1^0 - x_1 - k \varphi(x_2) \equiv F_1(x_1, x_2, y_1^0), \\ \mu \dot{x}_2 &= -y_2^0 - x_2 - k \varphi(x_1) \equiv F_2(x_1, x_2, y_2^0). \end{aligned} \right\} \quad (10.71)$$

Эти уравнения, конечно, справедливы только вне малой окрестности точек пересечения плоскости  $y_1 = y_1^0, y_2 = y_2^0$  и поверхности  $F$ , а их решения аппроксимируют при достаточно малых  $\mu$  (и тем точнее, чем меньше  $\mu$ ) решения точной системы уравнений (10.70) (также вне  $F$ ) только на протяжении конечных интервалов времени.

Так как

$$\frac{\partial F_1}{\partial x_1} + \frac{\partial F_2}{\partial x_2} = -2,$$

то согласно критерию Бендиксона приближенные уравнения (10.71) не могут иметь замкнутых фазовых траекторий. Поэтому ход всех траекторий «быстрых» движений определяется особыми точками уравнений (10.71) и их сепаратрисами. Особыми точками уравнений (10.71), очевидно, являются точки пересечения плоскости  $y_1 = y_1^0, y_2 = y_2^0$  с поверхностью  $F$ , при этом точка  $(x_1, x_2, y_1^0, y_2^0)$  поверхности  $F$  — устойчивый узел приближенных уравнений (10.71), если

$$k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 < 0, \quad (10.72)$$

и седло, если

$$k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 > 0^1). \quad (10.72a)$$

<sup>1)</sup> Характеристическое уравнение для точки  $(x_1, x_2, y_1^0, y_2^0)$  поверхности  $F$ , для особой точки приближенных уравнений «быстрых» движений (10.71), имеет вид (см. также (10.18) в § 3 настоящей главы):

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial x_1} - \lambda & \frac{\partial F_1}{\partial x_2} \\ \frac{\partial F_2}{\partial x_1} & \frac{\partial F_2}{\partial x_2} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

или

$$\lambda^2 - 2\lambda + 1 - k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) = 0,$$

Следовательно, все фазовые траектории «быстрых» движений (они лежат при  $\mu \rightarrow +0$  в плоскостях  $y_1, y_2 = \text{const}$ ) идут из бесконечности и от точек  $(x_1, x_2, y_1, y_2)$  поверхности  $F$ , в которых

$$k^2 \cdot \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 > 0,$$

в малые окрестности точек той части поверхности  $F$ , на которой

$$k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 < 0;$$

эту часть поверхности  $F$ , к точкам которой идут все фазовые траектории «быстрых» движений, мы будем обозначать ниже через  $F^+$ .

Таким образом, при достаточно малых  $\mu$  фазовые траектории «медленных» движений изображающей точки (с ограниченными при  $\mu \rightarrow +0$  фазовыми скоростями) лежат только в малой окрестности (с размерами порядка  $\mu$ ) поверхности  $F^+$ :

$$\left. \begin{aligned} -y_1 &= x_1 + k \varphi(x_2), & -y_2 &= x_2 + k \varphi(x_1), \\ k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 &< 0. \end{aligned} \right\} \quad (10.73)$$

В пределе, при  $\mu \rightarrow +0$ , эти траектории «медленных» движений лежат на самой поверхности  $F^+$ , и их дифференциальные уравнения получаются из уравнений поверхности  $F^+$  и последних двух уравнений (10.70), т. е. совпадают с уравнениями (10.68), полученными ранее при пренебрежении паразитными параметрами схемы.

Границей области «медленных» движений (области  $F^+$ ) является замкнутая линия  $\gamma$  на поверхности  $F$ , определяемая уравнением

$$k^2 \varphi'(x_1) \varphi'(x_2) - 1 = 0;$$

при этом, в силу сделанных выше предположений относительно характеристик ламп, областью  $F^+$  является та часть поверхности  $F$ , которая лежит вне кривой  $\gamma$ . Так как в области «медленных» движений (на поверхности  $F^+$ ) нет ни состояний равновесия, ни замкнутых фазовых траекторий и траектории «медленных» движений не уходят в бесконечно удаленные части поверхности  $F^+$  (см. уравнения (10.68)), то изображающая точка, двигаясь по траекториям «медленных» движений на поверхности  $F^+$ , обязательно придет на ее границу  $\gamma$ , после чего она совершил «быстрое» движение (скачок) по соответствующей траектории  $y_1, y_2 = \text{const}$  и придет снова на поверхность  $F^+$ . Координаты концевой точки скачка  $x_1 = x_1^+, x_2 = x_2^+$ , очевидно, связаны с координатами начальной точки скачка  $x_1 = x_1^-, x_2 = x_2^-$  уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} x_1^+ + k \varphi(x_2^+) &= x_1^- + k \varphi(x_2^-), \\ x_2^+ + k \varphi(x_1^+) &= x_2^- + k \varphi(x_1^-), \end{aligned} \right\} \quad (10.74)$$

так как во время скачка  $y_1$  и  $y_2$  (т. е. напряжения  $v_1$  и  $v_2$  на конденсаторах  $C$ ) не изменяются, а начальные и концевые точки скачков лежат на поверхности  $F^+$ .

В рассматриваемой задаче условия скачка (10.74) для каждой точки  $(x_1^-, x_2)$  кривой  $\gamma$  дают единственную концевую точку скачка  $(x_1^+, x_2^+)$ , и поэтому использование дифференциальных уравнений скачков (10.71) для определения концевых точек скачков не является необходимым. Однако исследование этих уравнений дает возможность найти сами траектории «быстрых» движений (приближенно для достаточно малых значений параметра  $\mu$ ), найти соотношения между переменными  $x_1$  и  $x_2$  во время скачков. Начальная точка скачка, лежащая на кривой  $\gamma$ , является для приближенных уравнений (10.71) особой точкой типа седло-узел и из нее выходит единственная траектория уравнений (10.71), которая и является интересующей нас траекторией «быстрого» движения (скакка).

**3. Разрывные колебания мультивибратора.** Таким образом, при  $k > 1$  рассматриваемый мультивибратор будет совершать разрывные колебания, состоящие из чередующихся друг с другом «медленных» (с конечными скоростями изменения сеточных напряжений  $u_1$ ,  $u_2$ ) и «быстрых», скачкообразных

$(c \frac{du_1}{dt} \rightarrow \infty, \frac{du_2}{dt} \rightarrow \infty \text{ при } C_a, C_g \rightarrow +0)$  изменений

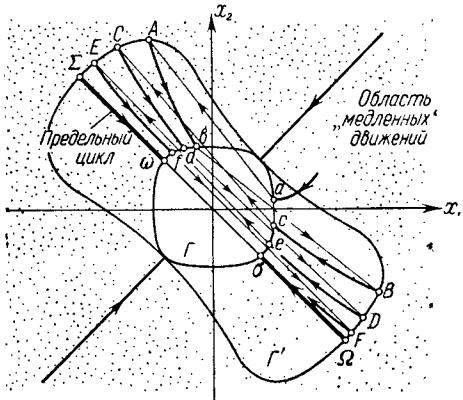


Рис. 580.

состояния мультивибратора. Пользуясь гомеоморфностью координатной плоскости  $x_1$ ,  $x_2$  и поверхности  $F$ , плоскости  $x_1$ ,  $x_2$  и плоскостей  $y_1$ ,  $y_2 = \text{const}$ , мы можем рассмотреть эти разрывные колебания путем изучения разбиения плоскости  $x_1$ ,  $x_2$ , т. е. плоскости сеточных напряжений  $u_1$ ,  $u_2$ , на траектории «медленных» и «быстрых» движений (на траектории уравнений (10.68) и (10.71)); заметим, что траектории на координатной плоскости  $x_1$ ,  $x_2$  являются проекциями фазовых траекторий в четырехмерном фазовом пространстве  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  и поэтому могут пересекаться между собой.

Это разбиение на траектории плоскости  $x_1$ ,  $x_2$  качественно изображено на рис. 580. Так как кривая  $\gamma$  — граница поверхности  $F^+$  проектируется на плоскость  $x_1$ ,  $x_2$  в виде кривой  $\Gamma$  (см. (10.69)), то областью «медленных» движений (проекцией поверхности  $F^+$ ) будет та часть плоскости  $x_1$ ,  $x_2$ , которая лежит вне замкнутой кривой  $\Gamma$ ; в области, лежащей внутри кривой  $\Gamma$ , никаких «медленных» движений быть не может, там имеют место только «быстрые», скачкообразные движения изображающей точки. Изображающая точка, двигаясь по траектории уравнений (10.68)

в области «медленных» движений, обязательно придет на границу этой области — на кривую  $\Gamma$ , откуда по траектории «быстрого» движения (по соответствующей траектории уравнений (10.71)) «перепрыгнет» снова в область «медленных» движений. Геометрическое место концевых точек скачков  $(x_1^+, x_2^+)$ , соответствующих согласно (10.74) начальным точкам скачков — точкам  $(x_1^-, x_2^-)$  кривой  $\Gamma$ , изображено на рис. 580 в виде кривой  $\Gamma'$  (эта кривая  $\Gamma'$  является при сделанных выше упрощающих предположениях также замкнутой и непрерывной кривой, симметричной относительно биссектрисы плоскости  $x_1, x_2$  и охватывающей кривую  $\Gamma$ ).

Если изображающая точка пришла на линию  $\Gamma$  в некоторой точке  $a$  (рис. 580), то ее дальнейшее движение будет происходить по траектории  $aAbBcCd\dots$ , состоящей из отрезков траекторий «медленных» движений  $Ab$ ,  $Bc$ ,  $Cd$  и т. д. и из отрезков траекторий скачков  $aA$ ,  $bB$ ,  $cC$  и т. д. (на рис. 580 траектории «медленных» движений изображены жирными линиями, траектории скачков — тонкими линиями). Можно показать, что в результате этого движения система асимптотически (при  $t \rightarrow +\infty$ ) приближается к периодическому процессу, которому соответствует предельный цикл  $\Sigma\omega\Omega\sigma\Sigma$ , состоящий из двух отрезков траекторий «медленных» движений  $\Sigma\omega$  и  $\Omega\sigma$  и двух траекторий скачков  $\omega\Omega$  и  $\sigma\Sigma$ <sup>1)</sup>.

При таком периодическом движении все время соблюдаются равенства

$$x_2 = -x_1, \quad y_2 = -y_1.$$

<sup>1)</sup> Установление в мультивибраторе периодических разрывных колебаний было показано в работе [6] путем графического интегрирования уравнений и в работе [58] методом точечного преобразования (для кусочно-линейной аппроксимации характеристики ламп).

В рассматриваемой задаче предельный цикл — замкнутая фазовая траектория в четырехмерном фазовом пространстве  $x_1, x_2, y_1, y_2$  — проектируется на отрезок  $\Sigma\Omega$  биссектрисы  $x_2 = -x_1$  плоскости  $x_1, x_2$ , в силу чего этот отрезок пробегается изображающей точкой  $(x_1, x_2)$  то в одном, то в другом направлении. Однако можно сделать так, чтобы разрывные периодические колебания отображались движением изображающей точки по обычному предельному циклу на некоторой фазовой поверхности, если только соответствующим образом выбрать вид этой поверхности (вместо фазовой плоскости). Мы видели, что, попадая на замкнутую кривую  $\Gamma$  (рис. 580), изображающая точка пересекает на кривую  $\Gamma'$ , после чего траектории «медленных» движений заключены в области между этими двумя кривыми. Считая точку  $a$  тождественной  $A$ , точку  $b$  тождественной  $B$  и т. д., т. е. «спрессовывая» в точке отрезки траекторий скачков, мы сможем отобразить эту область (взаимно однозначно и непрерывно) на поверхность шара. Разрывные автоколебания при этом отобразятся предельным циклом (например, экваторм). Кроме того, на сфере мы получим две особые точки (два неустойчивых узла), расположенные по разные стороны цикла (например, на полюсах) и соответствующие точкам касания кривых  $\Gamma$  и  $\Gamma'$ . После такого отображения сразу видно, что в мультивибраторе не может быть квазипериодических колебаний (такие колебания могли бы существовать только тогда, когда фазовая поверхность — тор). Не может быть также и периодических движений изображающей точки по замкнутой траектории, дважды охватывающей шар. Аргумент эти результаты не очевидны.

Эта симметрия в колебаниях является, конечно, следствием симметричности схемы и характеристики ламп мультивибратора. Можно было бы с самого начала предполагать, что установившиеся автоколебания будут симметричными; тогда в уравнениях (10.70) мы могли бы положить  $x_2 \equiv -x_1$ ,  $y_2 \equiv -y_1$  и  $\varphi(x_2) \equiv -\varphi(x_1)$  и получить систему уравнений второго порядка:

$$\begin{aligned} p\dot{x} &= -x - y + k\varphi(x), \\ \dot{y} &= x. \end{aligned}$$

Систему подобного типа мы уже рассматривали (см. § 5 этой главы) при изучении разрывных колебаний мультивибратора с одним  $RC$ -звеном (таким образом, результаты, полученные в § 5, и в частности

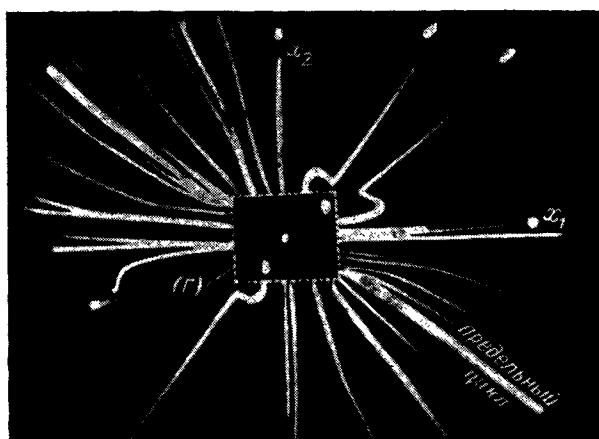


Рис. 581.

выражения для периода автоколебаний, справедливы и для установившихся колебаний симметричного мультивибратора). Однако при таком подходе мы были бы лишены возможности рассматривать процессы установления этих колебаний в схеме.

На рис. 581 приведена фотография разбиения на траектории плоскости сеточных напряжений  $u_1$ ,  $u_2$  (плоскости  $x_1$ ,  $x_2$ ), полученная с помощью катодного осциллографа<sup>1)</sup>. Эта фотография полностью подтверждает сделанные выше заключения о разрывном характере колебаний мультивибратора и об установлении в нем периодических

<sup>1)</sup> В развитой здесь теории мы пренебрегали сеточными токами. В связи с этим в сеточные цепи мультивибратора, использовавшегося для получения фотографии траекторий, были введены ограничительные сопротивления  $r$ , существенно уменьшившие сеточные токи (на рис. 578 эти сопротивления изображены пунктиром).

разрывных колебаний (автоколебаний). Ясно видно, что скачки напряжений  $u_1$  и  $u_2$  начинаются не только из точек кривой  $\Gamma$ , но и из точек области, лежащей внутри нее. Изображающие точки, заброшенные в начальный момент в область внутри  $\Gamma$ , уходят из нее скачком.

### § 13. Симметричный мультивибратор (с сеточными токами)

В заключение главы мы рассмотрим более подробно разрывные автоколебания симметричного мультивибратора (его схема приведена на рис. 582), по-прежнему пренебрегая анодной реакцией<sup>1)</sup>, но

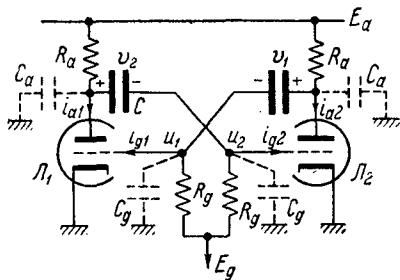


Рис. 582.

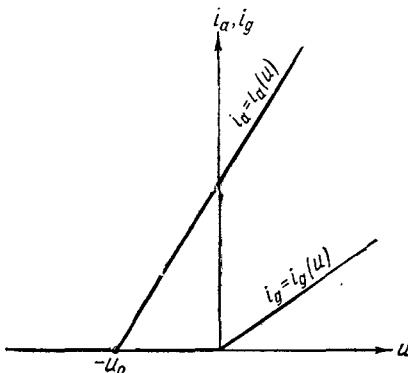


Рис. 583.

учитывая сеточные токи ламп, которые обычно играют существенную роль в работе мультивибратора [62]. Для получения количественных результатов будем аппроксимировать характеристики ламп следующими кусочно-линейными функциями (без насыщения):

$$i_a = i_a(u) = \begin{cases} 0 & \text{при } u \leq -u_0; \\ S(u + u_0) & \text{при } u > -u_0; \end{cases}$$

$$i_g = i_g(u) = \begin{cases} 0 & \text{при } u \leq 0, \\ S_g u & \text{при } u > 0; \end{cases}$$

здесь  $u$  — сеточное напряжение,  $-u_0$  — напряжение запирания ламп,  $S$  и  $S_g$  — величины крутизны восходящих участков характеристик анодного и сеточного токов ламп.

Эти функции (их графики приведены на рис. 583) удовлетворительно отображают свойства современных ламп, практически не имеющих насыщения ни по анодному, ни по сеточному токам.

<sup>1)</sup> Анодной реакцией в лампах можно пренебречь, если лампы, примененные в мультивибраторе, суть пентоды или триоды с достаточно большим внутренним сопротивлением  $R_i$  и если напряжения на анодах ламп во время колебаний остаются достаточно большими. Последнее заведомо выполняется при небольших сопротивлениях  $R_a$  и достаточно большом напряжении анодного питания  $E_a$ .