

ЭЛЕКТРОННАЯ

ТЕХНИКА

СЕРИЯ 4

**ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ
И ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ**

ВЫПУСК 2

1972



МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ С С С Р

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ 4

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ И ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ

ВЫПУСК 2

ТЕМАТИЧЕСКИЙ НОМЕР, ПОСВЯЩЕННЫЙ
ГАЗОРАЗРЯДНЫМ ПРИБОРАМ

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ «ЭЛЕКТРОНИКА»

Москва • 1972

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Л.Г. АНДРУШЕНКО, В.И. БАРАНОВСКИЙ, Г.С. ВИЛЬДГРУБЕ (зам. главного редактора), В.А. ГАВАНИН, Е.И. ТОЛОКОННИКОВ, В.Л. ГЕРУС, Б.И. ГОРФИНКЕЛЬ, И.Г. ДОМАХИН, Н.Н. ДЕМКИН, С.П. ЖОЛОбОВ (зам. главного редактора), Я.А. КАЦМАН (главный редактор), Н.Г. КАШНИКОВ (зам. главного редактора), И.Н. КУЗНЕЦОВА, Р.В. КУДРЯВЦЕВ, Г.В. КУДЕЛИН, А.И. КЛИМИН, В.А. КАБУЛЯНСКИЙ, Л.Б. ЛЕЙБОВИЧ, В.А. МИЛЛЕР, А.А. МОСТОВСКИЙ, Р.А. НИЛЕНДЕР (зам. главного редактора), А.Н. НЕФЕДЬЕВ, С.А. ОБОЛЕНСКИЙ, Е.П. ОСТАПЧЕНКО, А.Б. ПОКРЫВАЙЛО, Р.Я. РОШИН, (зам. главного редактора), В.Д. СТЕПАНОВ (зам. главного редактора), В.В. СОКОЛОВ, Л.М. ТИХОМИРОВ, В.А. УРВАЛОВ, М.А. ШЕПСЕНВОЛ, В.М. ЧИСТЯКОВ.

**УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОВРЕМЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ
В ЗАМКНУТОЙ СИСТЕМЕ ИЗ ТРЕХ КАНАЛОВ**

Для предполагаемой одновременной генерации на центральных частотах в системе из трех каналов составлена система кинетических уравнений, описывающих изменение заселенностей лазерных уровней и плотности излучения в каждом канале. Методом исследования устойчивости стационарных режимов доказывається, что исходная система уравнений структурно неустойчива, т.е. одновременная генерация невозможна.

В газовых лазерах могут одновременно генерировать несколько каналов. Так, в He-Ne лазере одновременно генерируют каналы $3s_2-3p_4$ ($\lambda = 3,3913$ мкм) и $3s_2-3p_4$ ($\lambda = 1,1523$ мкм) с общим верхним $3s_2$ уровнем /1/; $3s_2-2p_4$ ($\lambda = 0,63$ мкм) и $2s_2-2p_4$ ($\lambda = 1,1523$ мкм) с общим нижним уровнем $2p_4$ /2/; $3s_2-3p_4$, $3p_4-2s_2$ ($\lambda = 2,3951$ мкм) и $2s_2-2p_4$, образующих каскад каналов /3/.

Каналы $3s_2-3p_4$; $3p_4-2s_2$; $2s_2-2p_4$ и $3s_2-2p_4$ образуют замкнутую систему, в которой одновременная генерация не наблюдалась.

Другую замкнутую систему в He-Ne лазере образуют каналы $3s_2-3p_4$, $3p_4-2s_2$, $3s_2-3p_2$ ($\lambda = 3,3903$ мкм) и $3p_2-2s_2$ ($\lambda = 2,3956$ мкм) /4/.

Представляет интерес исследовать устойчивость одновременной генерации в замкнутых системах каналов. Для простоты исследования рассмотрим замкнутую систему из трех каналов.

Система кинетических уравнений, описывающих динамику заселения и расселения лазерных уровней при предполагаемой одновременной генерации в трех каналах на центральных частотах, имеет вид:

$$\frac{dn_3}{dt} = R_3 + P_{13}n_1 + P_{23}n_2 - P_3n_3 - B_{32}U_{32}(n_3 - \frac{g_3}{g_2}n_2) - B_{31}U_{31}(n_3 - \frac{g_3}{g_1}n_1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2 + P_{32}n_3 + P_{12}n_1 - P_2n_2 + B_{32}U_{32}(n_3 - \frac{g_3}{g_2}n_2) - B_{21}U_{21}(n_2 - \frac{g_2}{g_1}n_1) \quad (I)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = R_1 + P_{31}n_3 + P_{21}n_2 - P_1n_1 + B_{31}U_{31}(n_3 - \frac{g_3}{g_1}n_1) + B_{21}U_{21}(n_2 - \frac{g_2}{g_1}n_1)$$

Изменение плотности энергии генерации внутри резонатора в каждом канале описывается системой уравнений

$$\frac{dU_{ij}}{dt} = v (K_{ij} - K_{ij}^{\text{пот}}) U_{ij} \quad (i > j) \quad (2)$$

Здесь n_i и g_i - заселенность и стат. вес i -го уровня;
 B_{ij} и U_{ij} - интегральный коэффициент Эйнштейна и плотность генерации внутри резонатора в канале $i - j$;
 P_{ij} - вероятность перехода;
 P_i - полная вероятность распада i -го канала;
 $K_{ij} = \frac{x_{ij}}{n} (n_i - \frac{g_i}{g_j} n_j)$ - коэффициент усиления в канале $i-j$ /5/;
 L_{ij} - максимальный коэффициент усиления в канале $i-j$;
 n - число атомов активной среды в единице объема;
 R_i - скорость заселения i -го уровня с нелазерных уровней.

Параметры P_i , P_{ij} и R_i вообще являются функциями времени, так как в газовых лазерах они зависят от колебаний температуры окружающей среды и тока питания разрядной трубки. Поэтому достаточно исследовать вопрос о структурной устойчивости, т.е. о сохранении качества характера поведения системы при малом изменении ее параметров P и R /6/.

Применяя метод для исследования устойчивости стационарных режимов /6/ к системе уравнений (I-2), получим характеристическое уравнение вида:

$$\begin{array}{cccccc} -\bar{P}_3 - \lambda & \bar{P}_{23} & \bar{P}_{13} & y_{32} & -y_{31} & 0 \\ \bar{P}_{32} & -\bar{P}_2 - \lambda & \bar{P}_{12} & y_{32} & 0 & -y_{21} \\ \bar{P}_{31} & \bar{P}_{21} & -\bar{P}_1 - \lambda & 0 & y_{31} & y_{21} \\ x_{32} & -x_{32} & 0 & -\lambda & 0 & 0 \\ 0 & x_{21} & -x_{21} & 0 & -\lambda & 0 \\ -x_{31} & 0 & -x_{31} & 0 & 0 & -\lambda \end{array}, \quad (3)$$

где

$$y_{ij} = n_i - \frac{g_i}{g_j} n_j; \quad x_{ij} = \frac{v_{ij}}{n} U_{ij}; \quad \bar{P}_3 = P_3 + B_{32} U_{32} + B_{31} U_{31};$$

$$\bar{P}_{32} = P_{32} + B_{32} U_{32}; \quad \bar{P}_2 = P_2 + \frac{g_3}{g_2} B_{32} U_{32} + B_{21} U_{21}; \quad \bar{P}_{23} = P_{23} + \frac{g_3}{g_2} B_{32} U_{32};$$

$$\bar{P}_{12} = P_{12} + \frac{g_2}{g_1} B_{21} U_{21}; \quad \bar{P}_{31} = P_{31} + B_{31} U_{31}; \quad \bar{P}_{13} = P_{13} + \frac{g_3}{g_1} B_{31} U_{31};$$

$$\bar{P}_{21} = P_{21} + B_{22} U_{22}; \quad \bar{P}_1 = P_1 + \frac{g_3}{g_1} B_{32} U_{31} + \frac{g_2}{g_1} B_{21} U_{21}.$$

Система уравнений (I - 2) структурно неустойчива, если хотя бы один из корней характеристического уравнения равен нулю. Действительно, положив $\lambda = 0$, легко доказать, что полученный определитель равен нулю.

Таким образом, система уравнений (I - 2) структурно неустойчива, т.е. одновременная генерация в замкнутой системе из трех каналов стационарно невозможна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин В.Г., Мирецкий Б.П., Остапченко Е.П. О конкуренции переходов, связанных через верхнее возбужденное состояние. Журнал прикладной спектроскопии, 1967, т. 7, вып. 2.
2. Ригден, Уайт. Одновременные индуцированные излучения газового генератора в видимом и инфракрасных диапазонах. "Труды института радиоинженеров", 1962, т. 50, № 11.
3. H.J.Gerritsen, P.V.Goederfier. "Appl. Phys. Letters", 1964, v. 4, N 1.
4. K.Bergmann and Demtroder W. A new cascade laser transition in He-Ne-mixture. "Physics Letters", 1969, v. 29A, N 2.
5. Методы расчета оптических квантовых генераторов. Под редакцией академика АН БССР Степанова Б.И. Т. 1, 1966.
6. Каннингхем В. Введение в теорию нелинейных систем. 1962.

Статья получена 15 декабря 1971 г.

В.М.ГРИМБЛАТОВ, Е.П.ОСТАПЧЕНКО,
В.В.ТЕСЕЛКИН

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЕРЕХОДОВ С ОБЩИМ УРОВНЕМ
В ДВУХВОЛНОВОМ ОДНОЧАСТОТНОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Исследуется взаимодействие переходов с общим уровнем в двухволновом одночастотном газовом лазере. Теоретически анализируется зависимость выходной мощности излучения от частоты на одной линии с учетом генерации на другой. Рассмотрено изменение выходной мощности от перестройки частот одновременно на двух линиях.

Экспериментально исследовано взаимодействие одночастотных излучений в He-Ne лазере на длинах волн 1,15 и 0,63 мкм. Обнаружено появление пика выходной мощности в центре лэмбовского провала линии 1,15 мкм.

В лазерах, генерирующих одновременно на нескольких переходах с общим рабочим уровнем, генерация на сильном переходе приводит к селективному подавлению составляющих спектра частот генерации слабого перехода, при этом имеет место разрежение частотного спектра излучения /1/. Когда на каждой из взаимодействующих линий генерируется по одной частоте, конкуренция может быть ослаблена вследствие неоднородного насыщения контура усиления.

Экспериментальное исследование взаимодействия одночастотных излучений линий 0,63 и 0,64 мкм в He-Ne лазере показало, что при настройке слабой линии на центр лэмбовского провала в зависимости выходной мощности сильной линии от частоты образуется пик /2/. Теоретический анализ конкуренции переходов с общим уровнем в работах /3, 4/ проводится с помощью полуклассического метода Лэмба. Однако при этом не учитывается движение атомов /3/, либо рассматривается только случай центральной настройки /4/, что не позволяет провести даже качественное сравнение с результатами эксперимента /2/.

В настоящей работе анализируется взаимодействие связанных переходов на основе простой физической модели беннетовских провалов. Такой подход позволяет учесть как движение атомов, так и различные возможные расстройки частот в пределах контуров линий усиления каждого из рассматриваемых переходов. Результаты теоретического анализа качественно сравниваются с экспериментальными исследованиями конкуренции одночастотных излучений линий 0,63 и 1,15 мкм в He-Ne лазере.

Известно, что электромагнитное поле одной частоты взаимодействует только с атомами в пределах лоренцевой ширины линии из всего ансамбля теплового распределения атомов по скоростям. В режиме стационарной генерации усиление на соответствующих частотах уменьшается до уровня потерь. В контуре усиления для каждой частоты образуются два беннетовских провала /5/. Для волн равных амплитуд, распространяющихся навстречу друг другу, глубина провала на частоте генерации и зеркально симметричного с ним будет одинаковой и равняться разности между ненасыщенным усилением и потерями. Расчет усиления на частоте генерации необходимо проводить с учетом вклада от симметричного провала. Генерация на конкурирующем переходе должна приводить к образованию в контуре усиления рассматриваемого перехода дополнительных "чужих" провалов. Для схемы с общим верхним уровнем это вызвано уменьшением усиления на соответствующей частоте за счет уменьшения заселенности верхнего уровня, поскольку вероятность вынужденного перехода зависит от плотности излучения. Если же общим является нижний рабочий уровень, генерация на конкурирующем переходе уменьшит усиление на данной частоте рассматриваемого перехода за счет "засорения" общего уровня.

Таким образом, глубина провалов в контурах усиления конкурирующих линий 1 и 2 будет:

$$d_1 = \left[g_1(\nu) - \frac{f_1}{l} \right] \cdot \left[1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Omega_1}{\Gamma_1} \right)^2} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$d_2 = \left[g_2(\nu) - \frac{f_2}{l} \right] \cdot \left[1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Omega_2}{\Gamma_2} \right)^2} \right]^{-1} \quad (2)$$

Откуда, пренебрегая уширением и возможным искажением профиля провала за счет взаимодействия, нетрудно получить:

$$d_1 = \left[g_1(\nu) - \frac{f_1}{l} \right] (1 - \alpha) \left\{ 1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Omega_1}{\Gamma_1} \right)^2} - \alpha \left[1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{2\lambda_1 \Omega_2}{\lambda_2 \Gamma_2} \right)^2} \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где d_1 и d_2 - глубины провалов в контурах усиления линий 1 и 2;

$2\Gamma_1$ и $2\Gamma_2$ - ширины провалов в контурах соответствующих линий;

f - потери;

Ω_1, Ω_2 - расстройки частот от центральных частот соответствующих переходов;

l - длина усиливающей части активного элемента.

$$\alpha = \frac{g_1(\nu) - f_1}{g_2(\nu) - f_2}.$$

Движение атомов учтено в выражениях:

$$g_1(\nu) = g_{01} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\Omega_1}{0,6 \Delta \nu_{D1}} \right)^2 \right] \quad \text{и} \quad g_2(\nu) = g_{02} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\Omega_2}{0,6 \Delta \nu_{D2}} \right)^2 \right]$$

натора линии 1,15 мкм можно было перемещать пик по частоте в диапазоне ± 100 Мгц. При одинаковой перестройке частот одновременно на двух линиях для случая, когда отношение длин резонаторов равнялось отношению соответствующих длин волн и $I_p = 18$ ма, пик не наблюдался при всех значениях α . В остальных случаях генерация на $\lambda = 0,63$ мкм приводила к увеличению глубины лэмбовского провала.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов из выражения (4) были вычислены контуры выходной мощности на $\lambda = 1,15$ мкм. Необходимые для расчетов значения ϵ_{01} , ϵ_{02} , f были взяты из эксперимента, а значения $2\Gamma_1$ и $2\Gamma_2$ варьировались в пределах типичных значений для условий эксперимента ($2\Gamma_1 = 50 \div 200$ Мгц, $2\Gamma_2 = 100 \div 300$ Мгц)

/6/. Полученные графические зависимости приведены на рис. 2. Штрих - пунктирная кривая соответствует отсутствию генерации на $\lambda = 0,63$ мкм.

Из анализа рассчитанных зависимостей следует, что основными причинами, обуславливающими образование пика, являются соотношение интенсивностей α , соотношение полуширин беннетовских провалов и взаимная настройка частот. При $\Gamma_1/\Gamma_2 < 1$ генерация на $\lambda = 0,63$ мкм лишь увеличивает глубину лэмбовского провала на линии 1,15 мкм (рис. 2, а, г, ж). Однако уже при $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1$ значения $\alpha = 0,2$ достаточно для появления пика (рис. 2, б).

При $\Delta\nu_1/\Delta\nu_2 = 1,25$ пик образуется при $\alpha = 0,4$, что подтверждается результатами эксперимента. Рост контрастности пика с увеличением тока разряда объясняется увеличением ширины беннетовского провала линии 1,15 мкм. Тот факт, что в эксперименте пик не наблюдался при $\Delta\nu_1/\Delta\nu_2 = 1,8$ и $I_p = 18$ ма, объясняется тем, что в этом случае перестройка частот в обоих каналах одинакова, а соотношение соответствующих беннетовских провалов близко к единице. Соответствующие расчетные кривые показаны на рис. 2, ж.

Как следует из расчетов, конкуренция одночастотных излучений способствует образованию пика лишь при определенных условиях, отклонение от которых может привести даже к уплощению лэмбовского провала (рис. 2, в), что нежелательно с точки зрения стабилизации частоты.

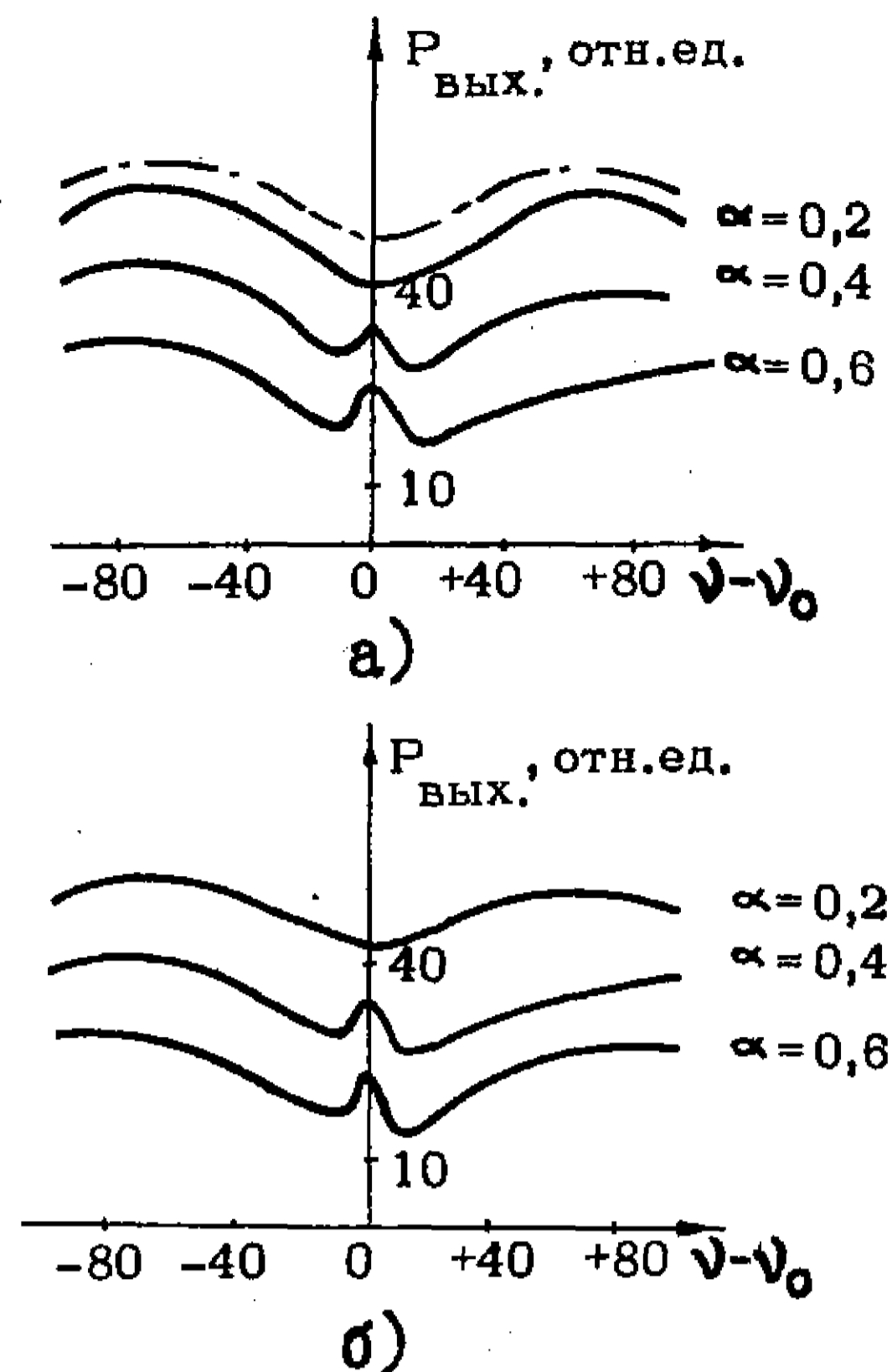


Рис. 1. Экспериментальные зависимости выходной мощности на $\lambda = 1,15$ мкм от одновременной перестройки частот на линиях 0,63 и 1,15 мкм:
а - ток разряда 16 ма;
б - ток разряда 22 ма

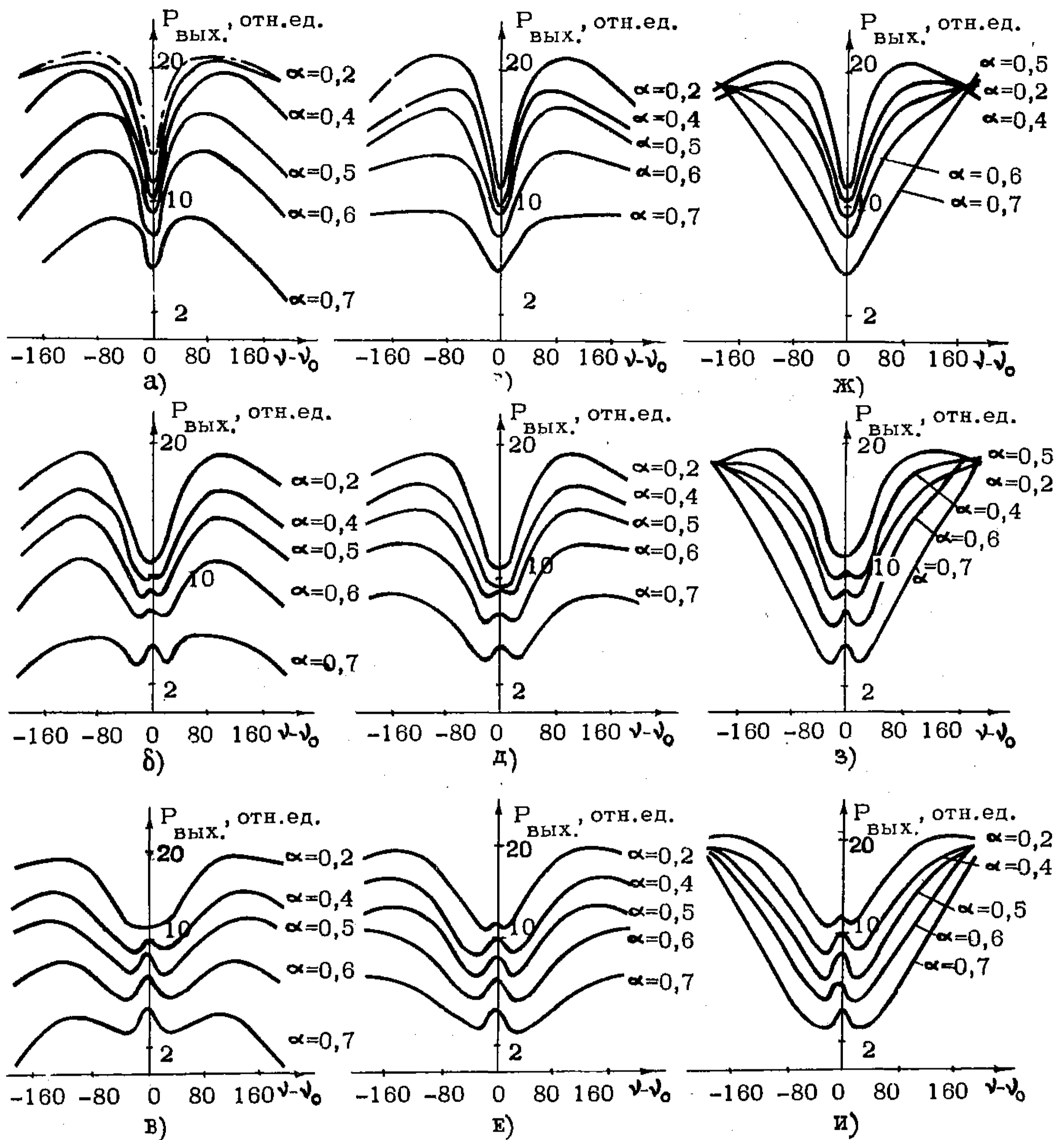


Рис.2. Расчетные кривые зависимости мощности на $\lambda = 1,15$ мкм от одновременной перестройки частот на линиях 0,63 и 1,15 мкм:
 а, г, ж - $\Gamma_2/\Gamma_1 = 1/2$; б, д, з - $\Gamma_2/\Gamma_1 = 1$; в, е, и - $\Gamma_2/\Gamma_1 = 2$;
 а, б, в - $\Delta\nu_1 = \Delta\nu_2$; г, д, е - $\Delta\nu_1 = 1,4 \Delta\nu_2$;
 ж, з, и - $\Delta\nu_1 = 1,8 \Delta\nu_2$

Необходимо отметить, что хотя из расчетов следует симметричность контуров, экспериментально наблюдается явно выраженная асимметрия. Это, по-видимому, связано с эффектами сужения провалов за счет взаимодействия волн, распространяющихся в одном направлении, и дополнительным уширением их при взаимодействии волн, распространяющихся в противоположных направлениях ///. Происходящее при этом искажение формы беннетовских провалов приводит к его асимметрии,

а это в свою очередь вызывает асимметрию контура выходной мощности.

Таким образом, полученные результаты показывают, что взаимодействие связанных переходов в двухволновом одночастотном газовом лазере приводит к образованию пика выходной мощности излучения более сильного перехода; это явление может быть использовано в качестве дискриминатора сигнала ошибки повышенной чувствительности в системах стабилизации частоты газовых лазеров.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гримблатов В.М., Остапченко Е.П., Теселкин В.В. В сб. "Квантовая электроника", под ред. акад. Н.Г.Басова, 1971, № 4, стр. 88-92.
2. Троицкий В.С., Хюппенен В.П. "Оптика и спектроскопия", 1969, т. XXУП, вып. 1, стр. 172-174.
3. Попова Т.Я., Попов А.К. ЖЭТФ, 1967, т. 52, стр. 1518.
4. Рогова И.В. "Оптика и спектроскопия", 1968, т. 25, вып. 3, стр. 401.
5. W.R.Bennett. "J. Phys. Rev.", 1962, v. 126, p. 580.
6. G.Redaeli, T.Li. "Alta frequenze", 1965, v. 34, p. 329.

Статья получена 1 декабря 1971 г.

О ВОЗНИКНОВЕНИИ И ИСЧЕЗНОВЕНИИ СТОЯЧИХ СТРАТ
В ГАЗОРАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

Приводятся результаты исследования возникновения и исчезновения стоячих страт, образующихся при ограничении канала тлеющего разряда узкой щелью. Дано качественное объяснение наблюдаемых зависимостей.

В газоразрядном промежутке при определенных условиях возможно образование слоистого (стратового) столба разряда. Страты по своему характеру бывают неподвижные (стоячие) и подвижные (бегущие). Одним из способов получения стоячих страт является ограничение канала разряда, например, с помощью диафрагмы.*)

В настоящей работе приводятся результаты исследования стоячих страт, образующихся при ограничении канала тлеющего разряда узкой щелью. Данный случай реализуется обычно в новых счетных многоанодных приборах с экранированным катодом типа А-20I и ИИ-20.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на экспериментальных макетах, которые имели два штыревых анода A_1 и A_2 , изолированные от проволочного катода I (рис. 1). Диаметр катода 0,8 мм. Аноды и катод отделены друг от друга экраном 2 с узкой щелью шириной 1,5 мм. Расстояние между анодами 7 мм, между анодами и экраном около 2 мм.

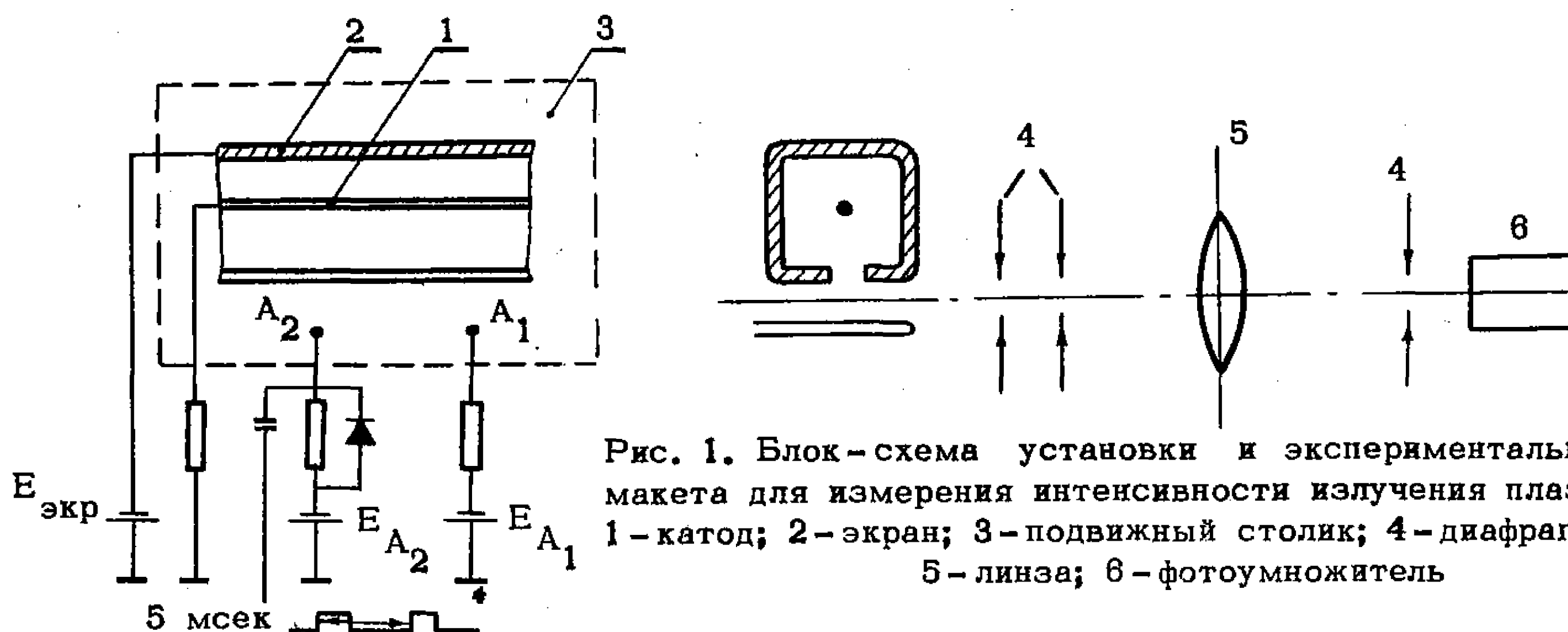


Рис. 1. Блок-схема установки и экспериментального макета для измерения интенсивности излучения плазмы: 1 - катод; 2 - экран; 3 - подвижный столик; 4 - диафрагма; 5 - линза; 6 - фотоумножитель

Между анодом A_1 и катодом постоянно поддерживался разряд при токе 5 ма. Этот разряд способствовал проникновению в область между катодом и анодом A_2 заряженных частиц и долгоживущих возбужденных атомов газа, что в значительной степени облегчало зажигание разряда между катодом и анодом A_2 .

* Клярфельд Б.Н. Образование страт в газовом разряде. ЖЭТФ, 1952, т. 22, №1, стр. 66.

На экран и анод A_2 подавались напряжения $E_{\text{экр}}$ и E_{A_2} . Напряжение E_{A_2} по величине несколько меньше, чем напряжение горения разряда между катодом и анодом A_1 . Помимо напряжения E_{A_2} на анод A_2 подавались прямоугольные импульсы напряжения с длительностью 200 мксек. Как показали исследования, эта длительность примерно в три раза больше времени установления стационарного разряда между катодом и анодом A_2 .

Исследуемые образцы приборов наполнялись смесью газов $Ar+10\% H_2$. Давление газа 15 мм рт.ст.

С приходом импульса напряжения происходило зажигание разряда между катодом и анодом A_2 по кратчайшему пути, т.е. через щель экрана. По окончании импульса разряд погасал.

Исследование интенсивности излучения плазмы в промежутке между экраном и анодом A_2 проводилось с помощью системы диафрагм, линз и фотоумножителя (рис. 1). Экспериментальный образец прибора устанавливался на столике 3, который с помощью микрометрического винта перемещался перпендикулярно оси оптической системы и позволял определить интенсивность излучения плазмы на любом расстоянии от экрана. Свет от источника вырезался с помощью диафрагмы 4, фокусировался линзой 5 на фотоумножитель 6 типа ФЭУ-38 и регистрировался на осциллографе С1-15.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 представлены осциллограммы излучения газоразрядной плазмы, соответствующие различным участкам промежутка экран-анод A_2 . На осциллограммах следует отметить три стадии развития разряда: 1) передний фронт, характеризующий процесс зажигания; 2) плато, характеризующее стационарное горение разряда; 3) задний фронт, характеризующий процессы погасания разряда. Как видно из рис. 2, эти периоды разряда претерпевают значительные изменения в зависимости от местоположения исследуемого участка. Точки, в которых анализируются осциллограммы излучения газоразрядной плазмы, указаны на рис. 3.

На рис. 3 приведены результаты исследований интенсивности излучения плазмы, относящиеся ко всем трем стадиям разряда, в зависимости от расстояния до экрана. Кривая I относится к условиям стационарного горения разряда между катодом и анодом A_2 и отражает распределение интенсивности излучения вдоль столба разряда. Видно, что интегральная интенсивность излучения сильно неоднородна по длине столба разряда и у экрана значительно выше, чем у анода. Такое распределение интенсивности излучения связано с образованием в области экран-анод A_2 стоячих страт.

Кривая II относится к процессу зажигания разряда, кривая III - к процессу погасания разряда и характеризуется наличием скачка интенсивности излучения на участке, расположенном у экрана.

В чистом аргоне при аналогичных условиях разряда страты не образуются.

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. После пробоя оболочки в щели экрана, напротив анода A_2 , электроны из катодной области при движении в ускоряющем поле начинают возбуждать и ионизировать газ. По истечении 10^{-8} – 10^{-6} сек (время жизни атомов в возбужденном состоянии) начинаются процессы излучения. Причем, наиболее интенсивное излучение первоначально происходит на участке у анода, так как развитие разряда носит лавинный характер. Постепенно, по мере прохождения нескольких лавин, излучение у экрана возрастает и становится сильнее, чем у анода.

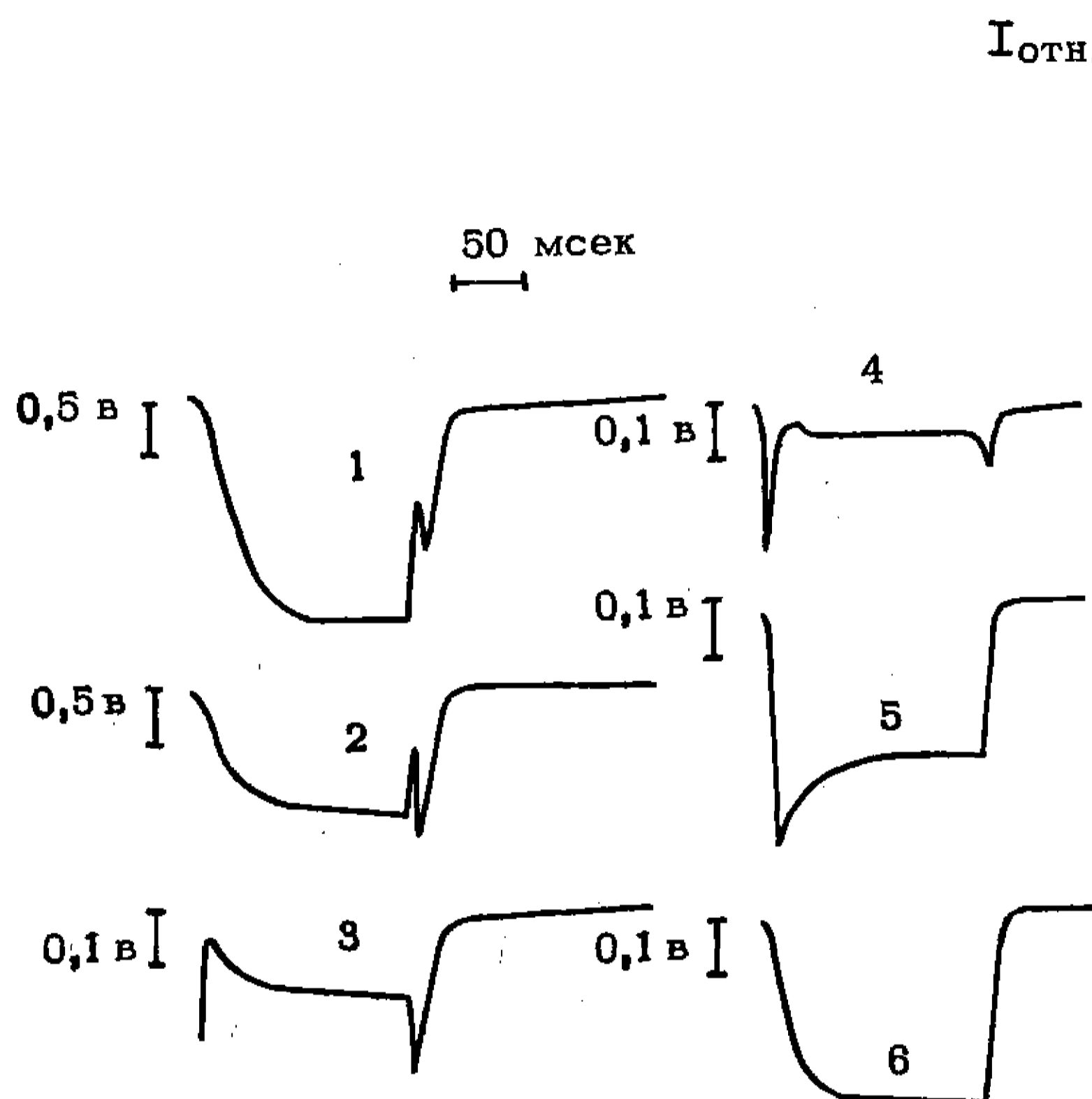


Рис. 2. Осциллограммы излучения плазмы в промежутке анод-экран для различных расстояний от экрана. Цифры соответствуют точкам на рис. 3

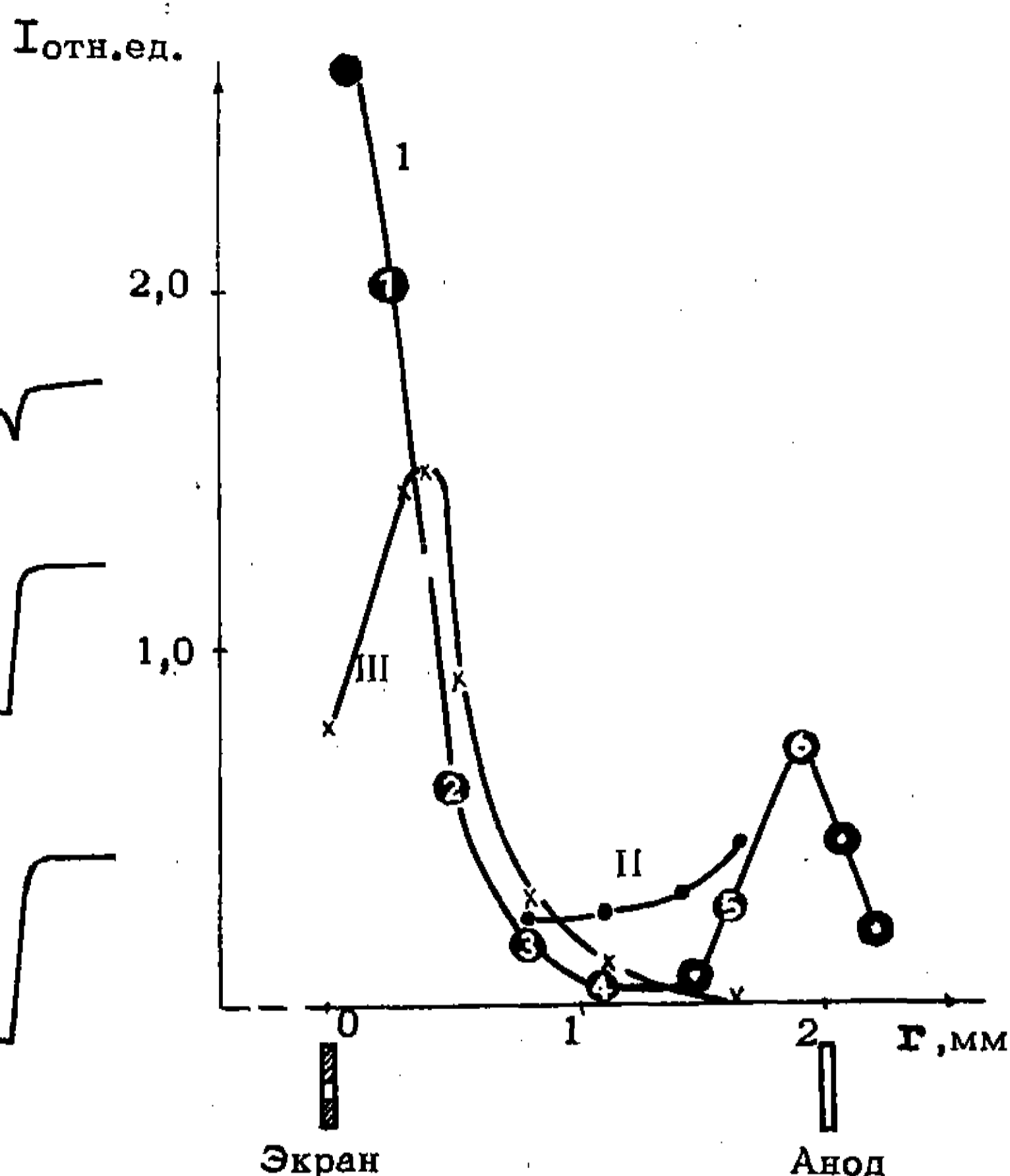


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения плазмы от расстояния анод-экран при различных стадиях разряда: I - стационарное горение разряда; II - зажигание разряда; III - погасание разряда

После прохождения нескольких лавин, когда в объеме произошло накопление значительного пространственного заряда, начинают развиваться процессы, связанные с установлением стационарного разряда. Интенсивность излучения участка, соответствующего пространству между светящимися областями страт, начинает уменьшаться. По-видимому, в это время за счет перераспределения пространственного заряда образуется скачок потенциала, который наблюдается при стационарном горении разряда. Длительность перестройки пространственного заряда можно приблизительно оценить по времени спада интенсивности свечения. Она составляет около 20–30 мсек. Время же, проходящее с момента режима зажигания разряда до установления стационарного режима горения, достигает 50–60 мсек.

Таким образом, переход к равновесному состоянию со стоячими стратами сопровождается обычными процессами зажигания тлеющего разряда.

После снижения напряжения на аноде до величины, меньшей напряжения горения наблюдается скачок интенсивности послесвечения, что может быть объяснено процессами, обратными зажиганию. Остаточная плазма стремится к состоянию с равномерным распределением потенциала и пространственного заряда вдоль всего канала разряда. Неравномерное распределение потенциала плазмы и пространственного заряда, получаемое в случае стационарного горения разряда, приводит к тому, что после снижения потенциала плазмы у анода A_2 , потенциал плазмы у экрана становится выше, и электроны начинают двигаться в обратном направлении, набирая энергию и производя возбуждение и ионизацию газа в непосредственной близости у экрана. Интенсивность излучения по направлению к аноду A_2 уменьшается.

Полученные в настоящей работе результаты позволяют понять ряд особенностей процессов переноса разряда, происходящих в промежутке анод-экран, характерных для многоанодных приборов тлеющего разряда с экранированным катодом.

Статья получена 15 апреля 1971 г.

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ВЛИЯНИЯ
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОТЕНЦИАЛ
ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

Исследуется влияние ультрафиолетового излучения на величину напряжения зажигания в неоне, гелии, аргоне, водороде, азоте и кислороде.

Изменение напряжений зажигания в молекулярных газах связывается с процессом диссоциации молекул этих газов при соударениях с фотоэлектронами.

На эффекте уменьшения напряжения зажигания основана работа газоразрядных индикаторов ультрафиолетового излучения (УФИ). Последние нашли широкое применение в качестве датчиков в блоках управления газовыми горелками и в автоматических пожарных извещателях /1/. Индикаторы УФИ наполняются водородом или его смесью с гелием.

Экспериментально установлено, что в водороде и его смесях с инертными газами величина напряжения зажигания при облучении электродов разрядного промежутка УФИ в несколько раз больше, чем в инертных газах. В литературе этот факт не находит своего объяснения.

В настоящей работе высказано предположение о механизме уменьшения напряжения зажигания в молекулярных газах под влиянием УФИ.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились на приборах, показанных на рис. I. В качестве материала электродов использовалась проволока МЧ- II диаметром 0,5 мм. Межэлектродное расстояние устанавливалось равным 0,3 мм. При большем межэлектродном расстоянии чувствительность прибора к УФИ уменьшалась. Приборы изготовлялись по технологии, включающей в себя электролитическую полировку электродов на ножке перед заваркой в баллон и тренировку отпаянных приборов в сильноаномальном тлеющем разряде.

В процессе эксперимента на электроды прибора подавалось напряжение частотой 50 гц, величина которого изменялась в зависимости от рода и давления наполняющего газа. Измерялось напряжение зажигания разряда в приборах при облучении и без облучения УФИ при различном составе и давлении наполняющего газа. В качестве источника УФИ использовалось пламя свечи, расположенной на расстоянии 15-20 см

от колбы прибора. Все измерения проводились на откачном посту. Одновременно напайвалось 10 приборов. После соответствующей обработки из них отбирались приборы, четко реагирующие на облучение пламенем свечи.

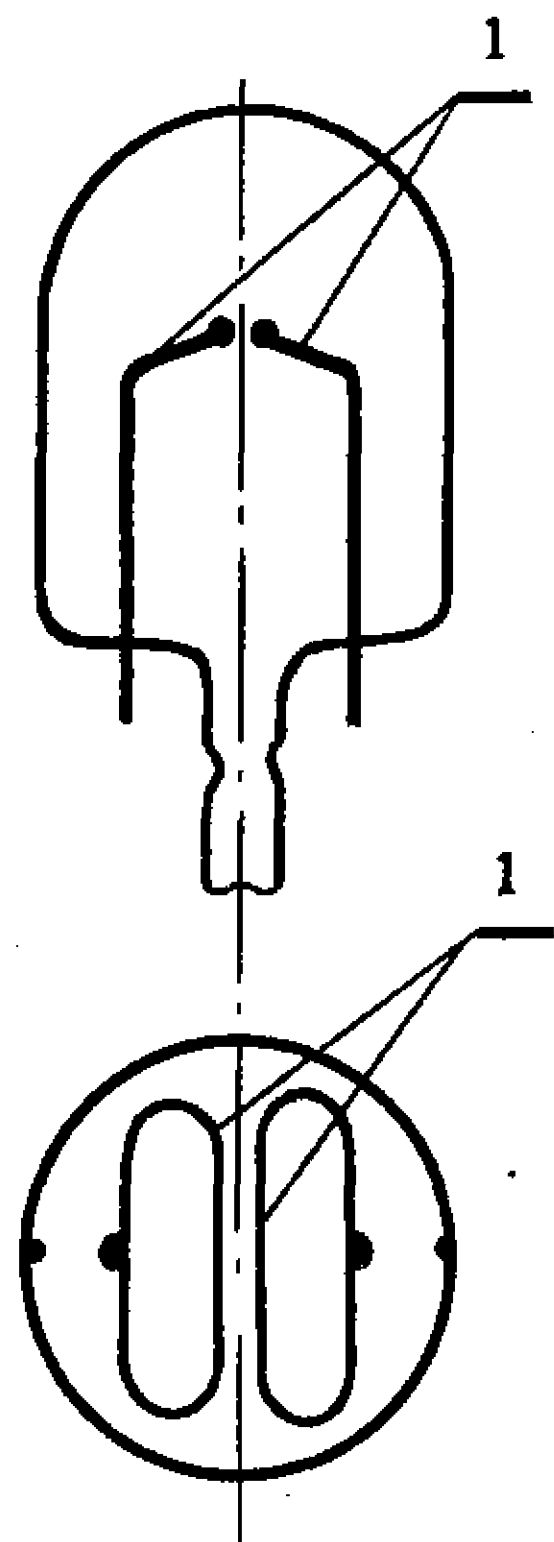


Рис.1. Индикатор УФИ
1 - электроды

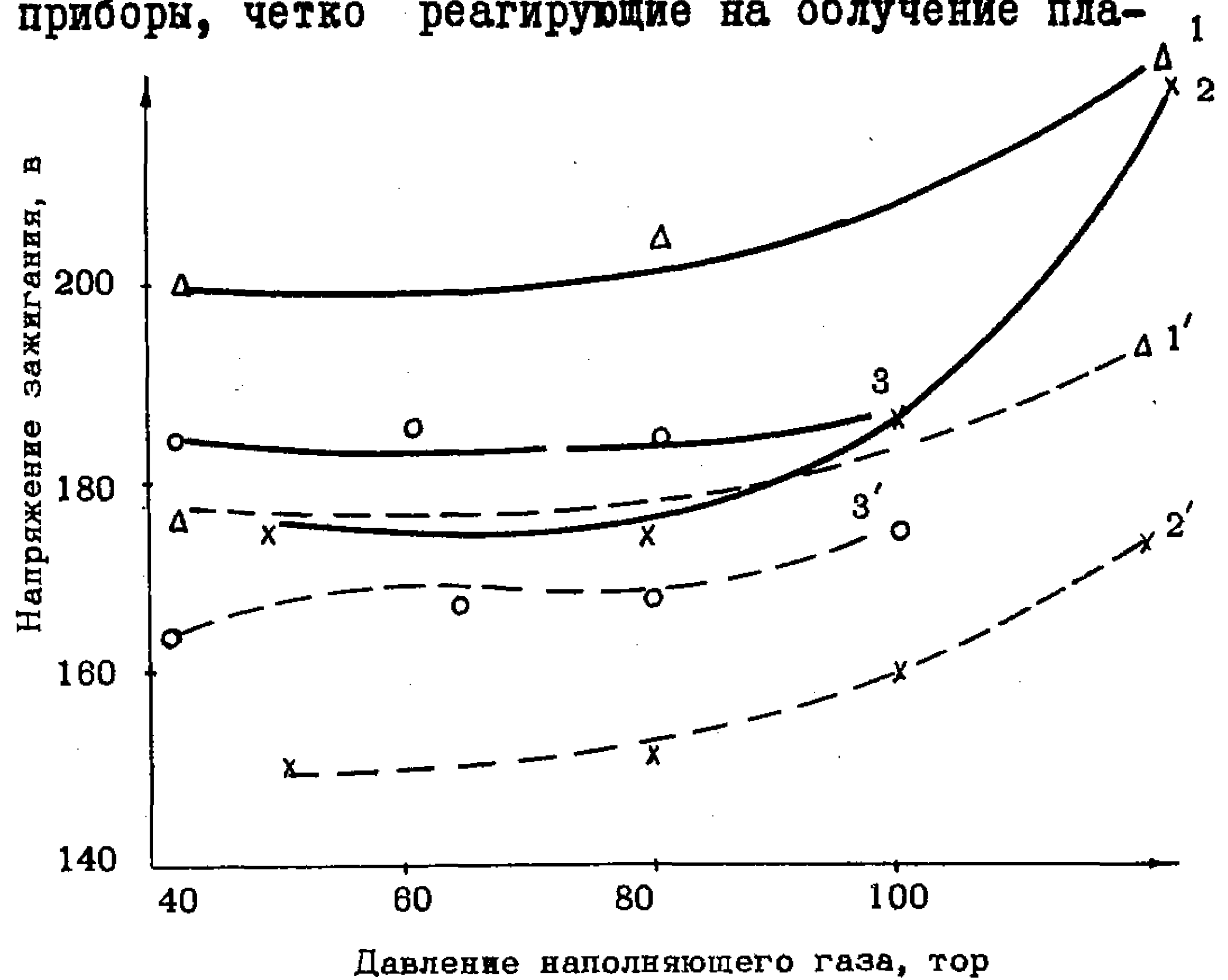


Рис.2. Зависимость напряжения зажигания от давления:
— без облучения УФИ; --- с облучением УФИ
1 и 1' - аргон; 2 и 2' - неон; 3 и 3' - гелий

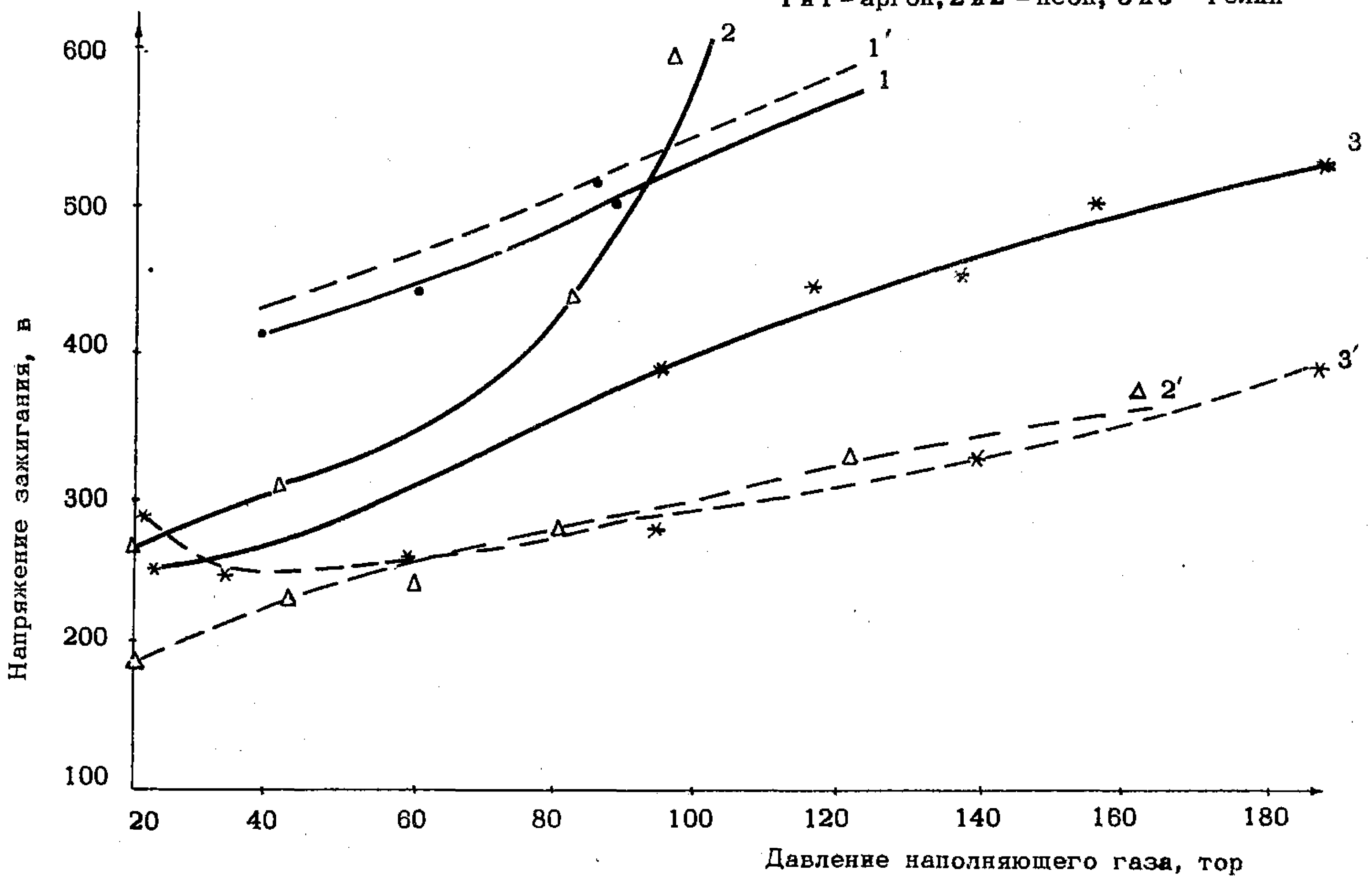


Рис.3. Зависимость напряжения зажигания от давления:
— без облучения УФИ; --- с облучением УФИ
1 и 1' - кислород; 2 и 2' - азот; 3 и 3' - водород

Были обследованы приборы со следующим наполнением: неон, аргон, гелий, водород, азот, кислород. Во всех экспериментах использова-

лись газы спектральной чистоты. Результаты эксперимента представлены на графиках рис. 2, 3.

Снижение напряжения зажигания при облучении пламенем свечи наблюдалось почти во всех обследованных газах. Однако в инертных газах оно было незначительным по сравнению с водородом, азотом и их смесями с неоном и гелием. В смеси водорода с 25,5% азота снижение напряжения зажигания не наблюдалось, а в кислороде заметна даже тенденция к увеличению напряжения зажигания при облучении.

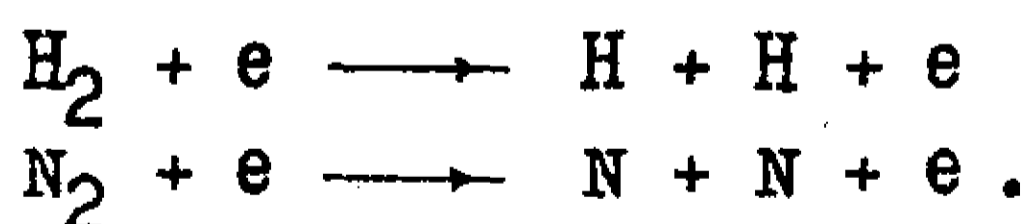
В водороде и азоте разница напряжения зажигания при облучении и без облучения начинает быть заметной при давлениях 20 - 40 тор. При увеличении давления эта разница возрастает и может достигать нескольких сотен вольт. В инертных газах она не превышает 20 - 25 во во всем исследованном диапазоне давлений.

Таким образом, эффект уменьшения напряжения зажигания под действием ультрафиолетового излучения УФИ наиболее ярко выражен в таких молекулярных газах, как водород и азот.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уменьшение напряжения зажигания под действием ультрафиолетового излучения в известных работах /2, 3/ объясняется искажением электрического поля, возникающим в процессе ионизации газа начальным током, в данном случае фототоком. Эта теория удовлетворительно объясняет предпробойные процессы при наличии начального тока в инертных газах, однако она не может объяснить столь большую разницу величин напряжений зажигания в молекулярных газах при наличии и в отсутствие начального тока. Влиянием времени запаздывания на разницу напряжений зажигания можно пренебречь, так как время запаздывания, например в водороде, меньше, чем в аргоне, хотя разница напряжений зажигания в водороде в несколько раз больше, чем в аргоне. Можно предположить, что в молекулярных газах электрическая прочность разрядного промежутка зависит от процессов диссоциации.

В работах /4,5/ экспериментально показано, что молекулы водорода и азота при столкновении с электронами могут диссоциировать на атомы по схеме:



Пороговая энергия диссоциации согласно этим источникам составляет для водорода 8,8 эв, а для азота - 14,5 эв. Примерно такие же данные приводятся авторами работы /7/. Атомы водорода и азота имеют несколько меньший потенциал ионизации, чем их молекулы. Это значит, что в атомарном состоянии эти газы будут обладать меньшей электрической прочностью, чем в молекулярном. Так как энергия диссоциации водорода и азота меньше энергии ионизации их молекул, а сечения диссоциации при малых энергиях много больше сечений ионизации /4,5,6/, то в предпробойный период при наличии фототока процесс диссоциации будет преобладающим.

Процесс зажигания разряда под действием ультрафиолетового облучения можно представить следующим образом.

Фотоэлектроны с отрицательного электрода ускоряются электрическим полем и при достижении необходимой энергии вызывают диссоциацию молекул на атомы. Появление атомарного газа (водорода или азота) в разрядном промежутке уменьшает его электрическую прочность, инициируя зажигание разряда.

У некоторых молекулярных газов, таких, например, как кислород, атомы имеют больший потенциал ионизации, чем молекулы. В этих газах напряжение зажигания при облучении ультрафиолетом должно возрасти, что подтверждается экспериментально (рис.3).

Из процессов, которые могут появиться в результате диссоциации молекул газа, следует отметить образование отрицательных ионов. Это явление имеет место при энергиях электронов порядка долей электронвольта. Отрицательные ионы могут образовывать атомы водорода. Наибольшей вероятностью прилипания к атомам водорода обладают электроны, имеющие энергию 0,5 - 1,0 эв, т.е. процесс прилипания фотоэлектронов может иметь место только у поверхности электродов. Атомы же водорода образуются в заметном количестве при энергиях электронов порядка 10 эв. Следовательно, зона прилипания фотоэлектронов и зона образования атомарного водорода разделены в пространстве. Если же отрицательные ионы водорода все-таки образуются, то они могут потерять свой электрон в результате фотоотрыва /6/, который имеет место при длине волны облучения 2000 - 1000 Å, т.е. при облучении ультрафиолетом. Таким образом, можно предположить, что в водороде и его смесях прилипание фотоэлектронов практически не будет иметь места.

При измеренных напряжениях зажигания достаточную для диссоциации энергию имеют не менее 40% фотоэлектронов в водороде и не менее 5,5% в азоте. Сечение диссоциации молекул азота согласно работам /4,5/ значительно больше, чем водорода. Поэтому при облучении УФИ напряжения зажигания у них близки по величине, несмотря на различные потенциалы диссоциации. Отсутствие эффекта в пеннинговской смеси водорода с азотом можно объяснить, по-видимому, тем, что образующиеся при диссоциации атомы водорода и азота, обладая повышенной активностью, вступают в реакцию с молекулами примеси еще до ионизирующего столкновения с электронами.

ВЫВОДЫ

Эффект снижения напряжения зажигания под действием УФИ наиболее ярко выражен в тех молекулярных газах, которые способны диссоциировать на атомы при соударениях с электронами и у которых потенциал ионизации атома меньше, чем молекулы.

Предполагается, что появление атомарного газа с меньшим потенциалом ионизации вызывает уменьшение электрической прочности разрядного промежутка.

В инертных газах уменьшение напряжения зажигания под действием УФИ незначительно по сравнению с молекулярными газами.

В заключение автор выражает благодарность к.т.н. Р.А.Миловановой за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Патент США № 3.041.458, 1962.
2. Капцов Н.А. Электроника, 1953.
3. Актон Д. и Свифт Д. Газоразрядные лампы с холодным катодом. Изд. "Энергия", 1965.
4. J. Chem. Phys. 1965, v. 43, p. 4381.
5. J. Chem. Phys. 1966, v. 43, p. 1472.
6. Месси Г. и Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. Изд. иностр. лит., 1958.

Статья получена 20 апреля 1971 г.

ПРОЦЕСС РАЗВИТИЯ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА И ЕГО ПРЕДРАЗРЯДНАЯ И РАЗРЯДНАЯ ФАЗЫ

Дается качественная картина распределения потенциала между электродами в процессе развития несамостоятельного дугового разряда. Устанавливаются две фазы развития разряда — предразрядная и разрядная. Показывается, что момент перехода из первой во вторую фазу (момент зажигания разряда) соответствует образованию вблизи анода нулевой напряженности электрического поля и возникновению прианодной плазмы. Напряженность поля у анода $E_a = 0$ применима в качестве критерия зажигания разряда.

КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К СУЩЕСТВУЮЩИМ ТЕОРИЯМ

Развитию несамостоятельного дугового разряда в приборах с накаливаемым катодом посвящено много экспериментальных и теоретических работ. Однако общепризнанной количественной теории пока не существует. Большинство предложенных теорий носит качественный характер. Это исключает возможность расчетов по определению параметров прибора, характеризующих процесс развития разряда. К таким параметрам относятся: напряжение и ток зажигания, время зажигания, скорость нарастания тока в процессе развития разряда и другие. Сами же параметры строго не определены и им дается разное толкование.

Предложенные разными авторами теории можно подразделить на две основные группы.

К первой группе относятся теории, в которых авторы исходят из физических представлений, впервые высказанных в теории Клемперера /1/. Сущность этих теорий состоит в том, что увеличение тока в процессе развития разряда объясняется уменьшением тормозящего электроны электрического поля в области отрицательного минимума потенциала у поверхности накаливаемого катода из-за проникновения в эту область положительных ионов, образующихся вследствие ионизации газа. Длительность развития разряда определяется временем, которое затрачивается на образование ионов и их перемещение в область отрицательного минимума.

Во второй группе теорий авторы исходят из физических представлений, базирующихся на теории Таунсенда.

Как в первой группе теорий, так и во второй, авторы не учитывают влияние искажения электрического поля в межэлектродном промежутке положительным пространственным зарядом, что на самом деле играет решающую роль в развитии разряда. Пренебрегая искажением

поля, нельзя, например, объяснить зажигание разряда при низких напряжениях (100-200 в) в приборах с накаливаемым катодом за столь короткие промежутки времени, как 10^{-7} - 10^{-8} сек. Этого времени недостаточно для того, чтобы ионы могли сколько-нибудь заметно переместиться и войти в область отрицательного минимума потенциала у катода. Перемещение ионов за вышеуказанное время настолько мало, что их можно рассматривать почти как неподвижные частицы.

Точно так же нельзя объяснить на основе этих теорий весьма значительное увеличение тока, наблюдаемое в процессе развития разряда, на 3-4 порядка по сравнению с униполярным электронным током j_0 , определяемым по закону степени $3/2$. В работе /2/ было показано, что эффект от компенсации отрицательного пространственного заряда электронов положительным пространственным зарядом ионов, когда на встречу движутся оба потока заряженных частиц с постепенно изменяющейся скоростью, весьма незначителен, а сама компенсация является частичной. Там же было показано, что даже в оптимальном случае, когда на долю каждого электрона в межэлектродном промежутке приходится в среднем по одному иону, эффект от компенсации в зависимости от места образования ионов сопровождается усилением электронного тока по сравнению с униполярным током j_0 всего в 1,86-5,55 раза. Таким образом, для того чтобы имелась возможность весьма значительного увеличения тока (на 2-3 порядка), необходимо наличие в разрядном промежутке особой среды с малым градиентом потенциала. Такой средой, как известно, является плазма. Поэтому развитие несамостоятельного дугового разряда необходимо рассматривать в связи с образованием плазмы. Будут созданы условия для образования плазмы - разряд сможет развиваться, не будут созданы - не будет развиваться.

Особое место занимает теория развития разряда в двухэлектродном промежутке с накаливаемым катодом, которая была предложена Энгелем и Штенбеком /3/. Ее нельзя отнести ни к первой, ни ко второй группе теорий. Однако общим является то, что упомянутые авторы, так же как и другие, не ставят в связь процесс развития разряда с образованием плазмы и не учитывают влияние искажения поля, которое неминуемо должно привести к возникновению плазмы. Поэтому физическая картина, из которой авторы исходят, не отражает действительного хода событий. При построении теории были допущены некоторые неточности. В частности, утверждение авторов, что в процессе ионизации газа и увеличения в разрядном промежутке числа ионов одновременно идет процесс роста на такую же величину и числа электронов, является ошибочным для начальной фазы развития разряда, когда в разрядном промежутке плазма еще отсутствует. Использование этого положения при составлении основного уравнения привело к неверному результату, согласно которому после приложения напряжения ток сразу нарастает по экспоненциальному закону с неизменной постоянной времени τ .

Несмотря на отмеченные и другие неточности, основной вывод теории, что скорость процесса развития разряда определяется частотой ионизации газа, является правильным. Указанный вывод может быть использован при рассмотрении процесса развития разряда в его второй фазе (см. ниже). Заметим, что сами авторы процесс развития разряда на фазы не подразделяют.

ДВЕ ФАЗЫ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА

На рис. 1, а и 1, б показаны кривые анодного тока i и напряжения U при работе простейшего ионного прибора-газотрона в схеме рис. 1, в.

Из кривых видно, что пока анодное напряжение $U < U_3$ - напряжения зажигания разряда, в анодной цепи течет небольшой предразрядный ток, который следует за изменением анодного напряжения по определенному закону. При напряжении $U = U_3$ ток выходит из-под контроля, он самопроизвольно, лавинообразно нарастает до значения i_1 , а анодное напряжение при этом быстро падает. Через очень короткий отрезок времени напряжение на газотроне стабилизируется и процесс развития разряда заканчивается. Длительность указанного процесса обычно измеряется единицами или даже долями микросекунд. Для простоты это не отражено на прилагаемом рисунке.

Процесс развития разряда можно разбить на две фазы:

- 1) предразрядную фазу ($i < i_3$, где i_3 - анодный ток зажигания);
- 2) разрядную фазу пробоя ($i_3 < i < i_1$).

Момент времени t_3 , разделяющий эти фазы, условимся называть моментом зажигания разряда.

Количественные соотношения в предразрядной и разрядной фазах рассмотрены в работах, которые будут опубликованы позднее. Здесь мы ограничимся весьма краткой и качественной их характеристикой.

На рис. 2 показаны кривые распределения потенциала в межэлектродном промежутке с плоскопараллельными электродами в

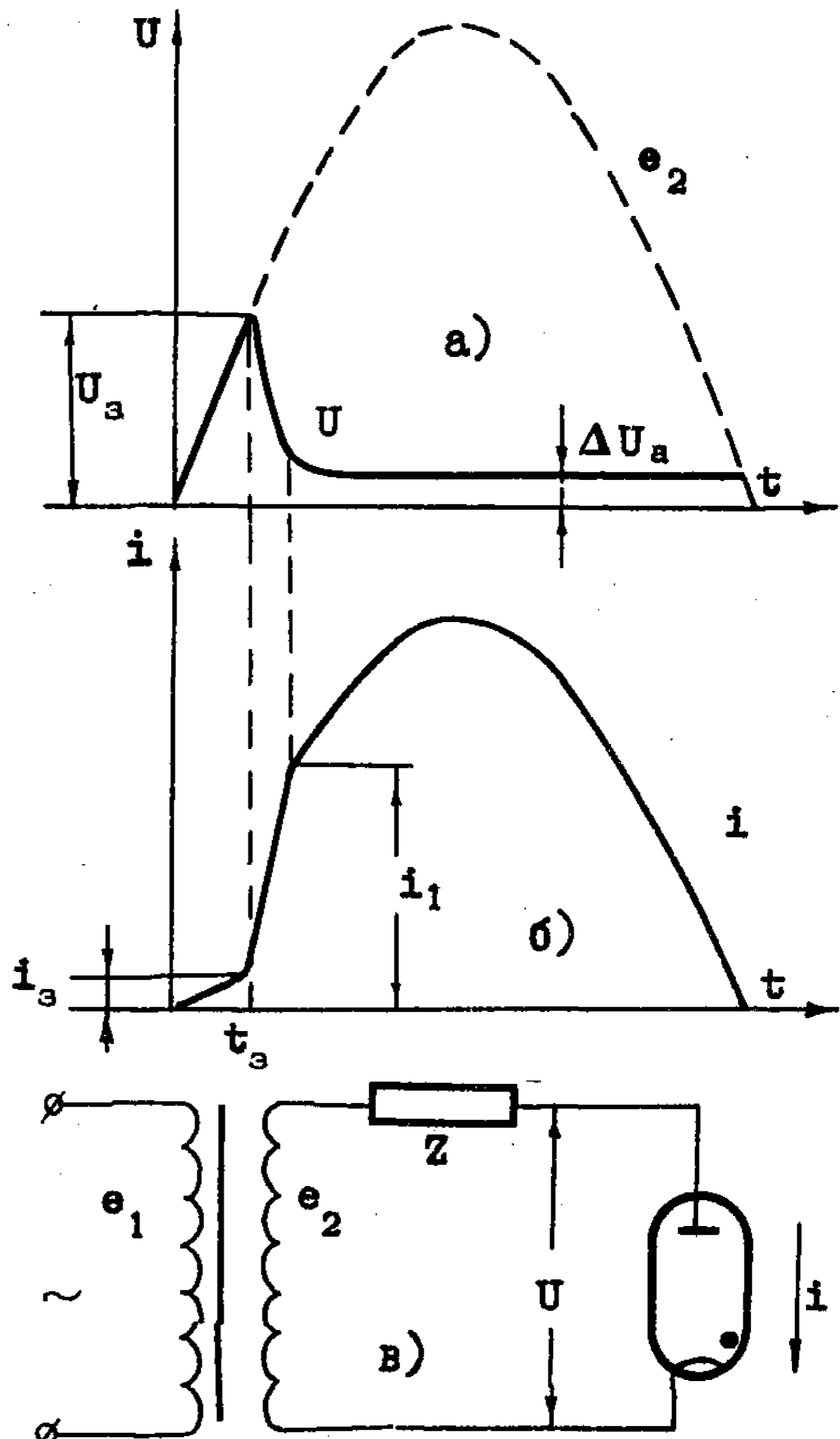


Рис. 1. Кривые анодного напряжения (а), анодного тока (б) и электрическая схема включения (в)

предразрядной фазе. Предполагается, что начальные скорости электронов равны нулю. Кривая 1 соответствует моменту времени, когда анодное напряжение $U < U_i$, где U_i - потенциал ионизации газа, кривая 2 при $U > U_i$ и кривая 3 при $U = U_3$. Дадим объяснение этим кривым.

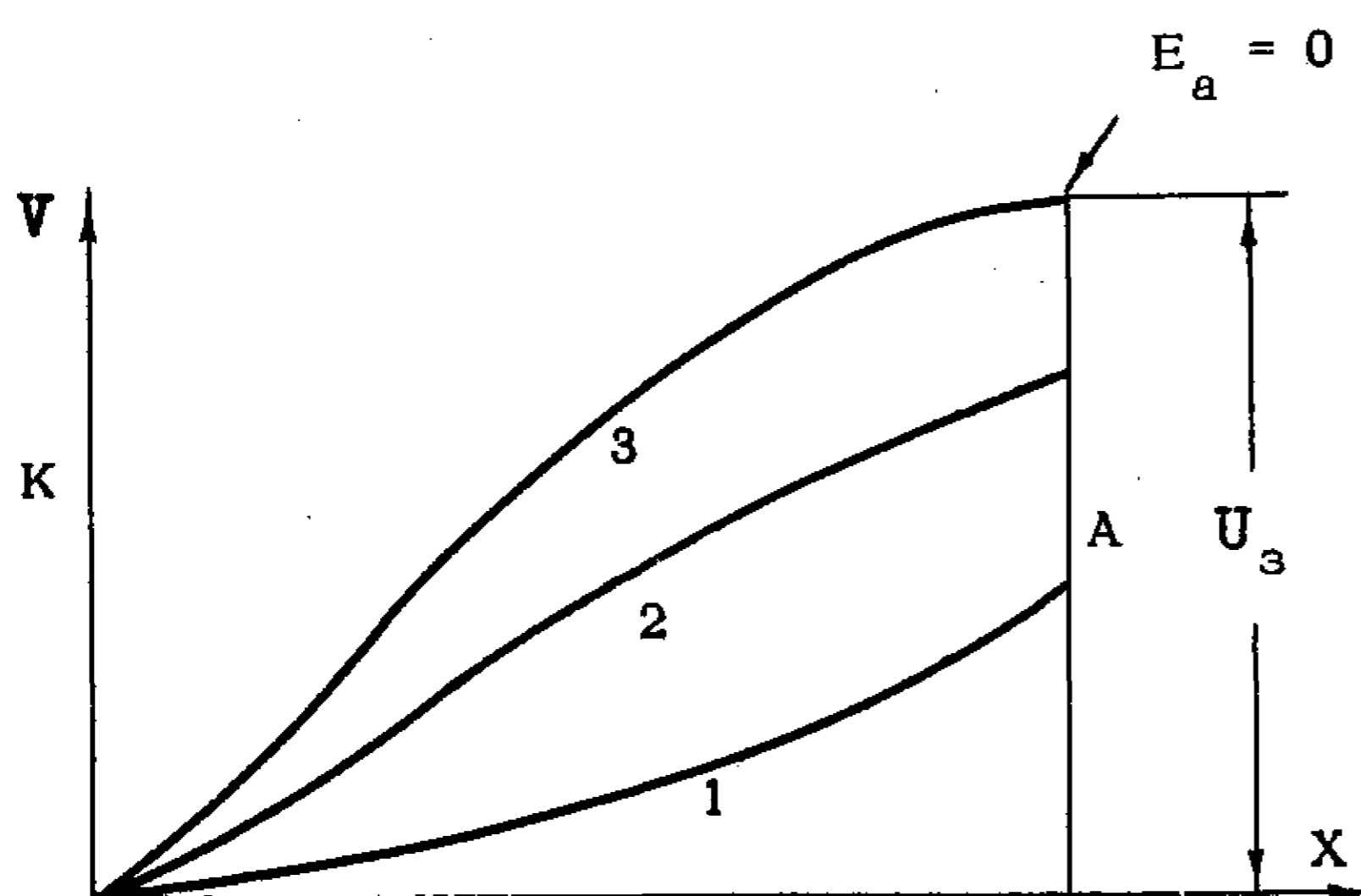


Рис. 2. Распределение потенциала между плоскими электродами в предразрядной фазе

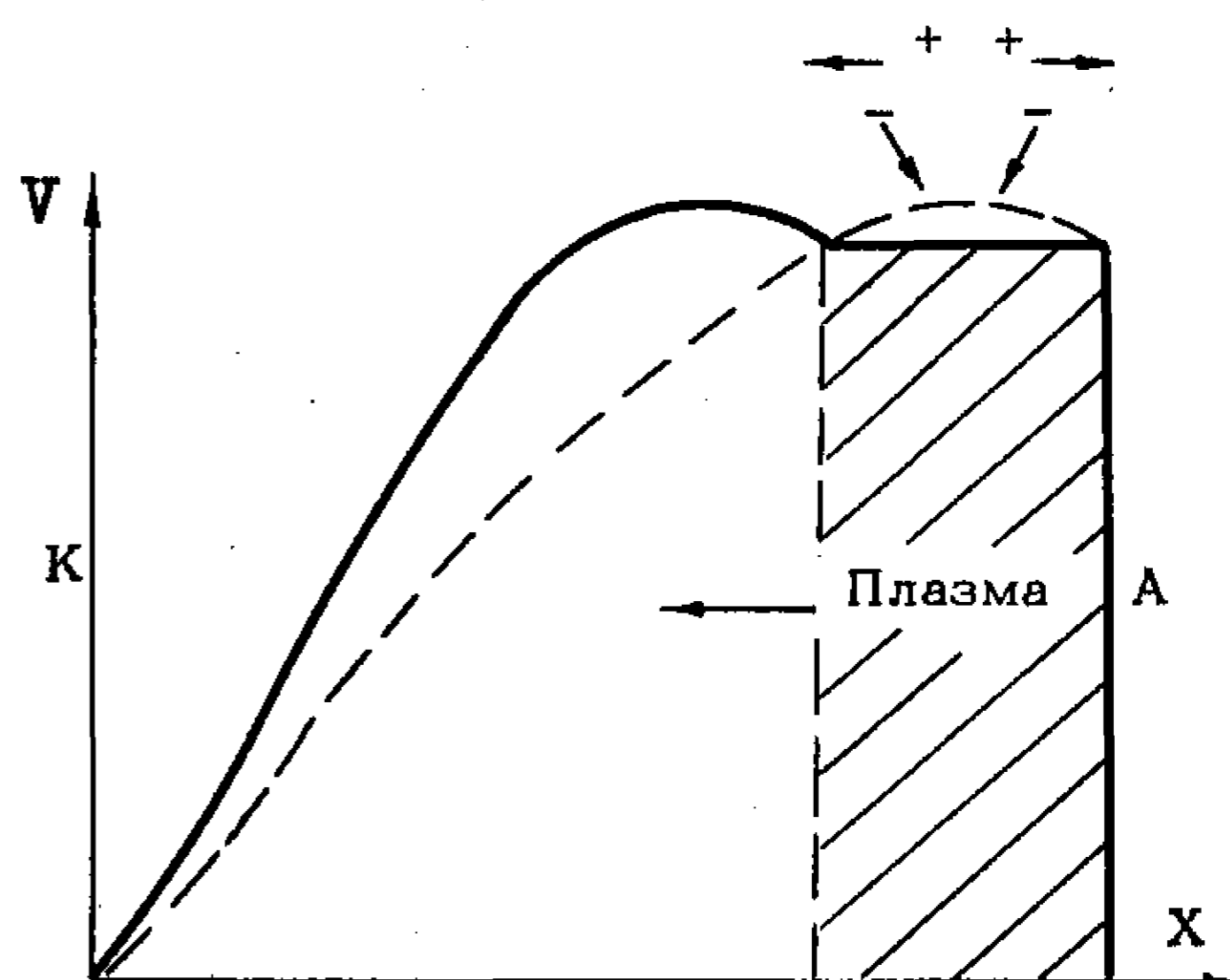


Рис. 3. Распределение потенциала между плоскими электродами в разрядной фазе

Хорошо известно, что с повышением анодного напряжения и, следовательно, с увеличением энергии электронов, на долю каждого электрона приходится все большее и большее число ионизаций молекул газа. Поэтому с увеличением анодного напряжения плотность положительного пространственного заряда между электродами должна увеличиваться быстрее, чем плотность отрицательного. Это будет сопровождаться постепенно нарастающим искажением распределения потенциала в пространстве между электродами и уменьшением напряженности электрического поля вблизи анода (см. кривые 2 и 3). При некоторой величине анодного напряжения $U = U_3$ напряженность электрического поля E_a у анода оказывается равной нулю (кривая 3) и с этого момента времени между электродами начинает формироваться плазма. Поясним процесс формирования плазмы.

Пусть мы имеем предельный режим, при котором $U = U_3$ и $E_a = 0$. Очевидно, при дальнейшем увеличении анодного напряжения, как бы мало оно ни было, потенциал в пространстве повысится еще более, что приведет к образованию между электродами потенциального "горба" (рис. 3) с максимумом потенциала в пространстве вблизи анода. Это вызовет возникновение новых явлений. Положительные ионы, оказавшиеся в области потенциального "горба", начнут двигаться в противоположных направлениях (к катоду и к аноду), а медленные электроны улавливаются им. В связи с этим высота потенциального "горба" начнет уменьшаться, а концентрация зарядов в нем увеличиваться. В результате вблизи анода начнет формироваться плазма.

Так как образование вблизи анода плазмы с малым градиентом потенциала эквивалентно перемещению анода по направлению к катоду,

то электронный ток при этом увеличится. Это вызовет усиление ионизации газа и образование нового потенциального "горба" с максимумом потенциала уже вблизи границы плазмы. Снова начнется процесс формирования нового участка плазмы, при этом ее размеры увеличатся, а граница плазмы переместится ближе к катоду. Описанный процесс протекает с очень большой скоростью и поэтому электронный ток быстро, лавинообразно нарастает. Процесс образования плазмы в свое время был рассмотрен Ленгмюром /4/.

Таким образом, первая фаза развития разряда может рассматриваться как подготовительная, в течение которой в разрядном промежутке создаются условия, необходимые для возникновения плазмы. В течение второй фазы в разрядном промежутке происходит формирование плазмы.

КРИТЕРИЙ ЗАЖИГАНИЯ (ВОЗНИКНОВЕНИЯ) РАЗРЯДА

Итак, после того как напряженность поля у анода E_a окажется равной нулю, дальнейшее незначительное увеличение анодного напряжения, как бы мало оно ни было, вызовет процесс формирования плазмы. При этом развитие разряда переходит из первой (предразрядной) во вторую (разрядную) фазу. Момент времени t_3 , соответствующий началу этого перехода, мы назвали моментом зажигания разряда.

На основании изложенных выше соображений, примем в качестве критерия зажигания разряда напряженность электрического поля у анода $E_a = 0$. Можно показать, что в случае накаливаемого катода ($E_k = 0$) при $E_a = 0$ будет выполняться равенство положительного и отрицательного пространственных зарядов между электродами.

В самом деле, из уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{\epsilon_0} (\rho_e - \rho_i) \quad (1)$$

вытекает, что при $E_k = 0$

$$E(x) = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^x (\rho_e - \rho_i) dx, \quad (2)$$

откуда напряженность поля у анода

$$E_a = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^a (\rho_e - \rho_i) dx. \quad (3)$$

Так как в момент зажигания разряда $E_a = 0$, то

$$\int_0^a \rho_e dx = \int_0^a \rho_i dx \quad (4)$$

и, следовательно, величина заряда

$$q_e = q_i. \quad (5)$$

Это означает, что зажигание разряда происходит при вполне определенном положительном заряде между электродами, когда на долю каждого электрона приходится в среднем по одному иону.

В этой связи нужно отметить работу Потсара А.А. и Быстрова Ю.А. /5/, посвященную расчету времени зажигания разряда в двухэлектродном приборе с накаливаемым катодом в импульсном режиме. В упомянутой

работе было высказано предположение, что время зажигания разряда должно определяться временем, в течение которого усредненные концентрации ионов и электронов в разрядном промежутке оказываются одинаковыми. Это предположение согласуется с уравнением (5) и таким образом находит теоретическое обоснование при выбранном критерии зажигания разряда $E_a = 0$.

Уравнение (5) - это частный критерий зажигания разряда. Другой частный критерий может быть установлен по отношению плотностей токов - электронного j_{ea} на аноде и ионного j_{ik} на катоде. В самом деле,

$$\frac{j_{ea}}{j_{ik}} = \frac{q_e/\bar{t}_e}{q_i/\bar{t}_i} = \frac{\bar{t}_i}{\bar{t}_e} = b\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (6)$$

где \bar{t}_i и \bar{t}_e - среднее время пролета ионов и электронов соответственно;

b - коэффициент пропорциональности, величина которого мало отличается от 1 /2/.

Оба эти критерия не могут быть использованы, когда напряженность поля у катода или в плоскости виртуального катода не равна нулю (например, плоскость отверстия сетки в тиратроне).

Критерий $E_a = 0$ - это общий критерий. Он может быть использован при рассмотрении зажигания любой другой формы разряда, если существование этого разряда обуславливается наличием в нем плазмы (например, зажигание разряда на зонд в плазме, переход темного разряда в тлеющую форму разряда, зажигание несамостоятельного тлеющего разряда с плазменным катодом и т.д.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Клеппергер. ⁿÜber den zeitlichen Verlauf der Zündung von ionenreicher Archiv. "Elektrotechnik", 1933, Bd. XXVII.
2. Ворончев Т.А. Уравнения для униполярных и биполярных токов в плоском промежутке с накаливаемым катодом. "Электронная техника", сер. 3 "Газоразрядные приборы", 1971, вып. 3.
3. Энгель А. и Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Том 2, ОНТИ, 1936.
4. Ленгмюр И. УФН, 1933, т. 13, № 1-3.
5. Потсар А.А. и Быстров Ю.А. К определению развития разряда в приборах с накаливаемым катодом. Изв. ЛЭТИ, 1961, вып. 45.

Статья получена 21 мая 1971 г.

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ИОННОГО ТОКА
В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ ПРИ
НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ

Излагается методика расчета плотности ионного тока в дуговом разряде с накаленным катодом при низком давлении и малых межэлектродных расстояниях. Расчетные значения плотности ионного тока хорошо подтверждаются экспериментально для плоской системы электродов.

При проектировании новых типов ГРП и исследовании работы их в специальных режимах возникает необходимость рассчитать величину плотности ионного тока в разряде низкого давления. При низких давлениях и малых межэлектродных расстояниях, имеющих место в реальных ГРП, на анод (или близлежащий к катоду электрод) попадает большое количество быстрых электронов, пролетающих разрядное пространство без рассеяния энергии. Поэтому процессы, имеющие место в разряде, не могут быть описаны диффузионной теорией Шоттки или теорией Ленгмюра-Тонкса (для плазмы низкого давления).

Расчет плотности ионного тока в данном случае, т.е. когда $\lambda_{e \text{ эфф.}} > d_{ак}$, возможно провести следующим образом.

Полагаем при низком давлении:

1) наиболее вероятны только однократные столкновения заряженных частиц с нейтральными; 2) наиболее вероятно образование однократно заряженных ионов и, следовательно, общее число электронов, совершающих ионизацию и возникающих в процессе, равно $2n_1$; 3) молекулы или атомы нейтрального газа (или пара) имеют максвелловское распределение по скоростям; 4) изменение эффективного поперечного сечения нейтральных атомов в зависимости от скорости налетающего электрона в силу малых скоростей электронов пренебрежимо мало.

Тогда, обозначая общее число электронов, поступающих в разрядное пространство в единицу времени, через n_e , можно записать соотношение:

$$n_e = n_0 + n_y + n_B + n_1, \quad (I)$$

где n_0 - число электронов, пролетающих разрядное пространство без соударения в единицу времени;

n_y - число электронов, сталкивающихся упруго;

n_B - число электронов, совершающих акты возбуждения;
 n_i - число электронов, совершающих акты ионизации.

Если из катода в единицу времени вылетает n_0 электронов, то число электронов, пролетающих через разрядный промежуток $d_{ак}$ без столкновения в установившемся режиме может быть вычислено по формуле:

$$n_g = n_0 \cdot e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{e\text{эфф}}}}, \quad (2)$$

где $\lambda_{e\text{эфф}}$ - эффективная средняя длина свободного пробега электрона;

Существование высокой проводимости разрядного промежутка возможно лишь при условии взаимной компенсации пространственных зарядов ионов и электронов. Для того чтобы вычислить число ионов, необходимое для компенсации отрицательного пространственного заряда электронов, пролетающих без столкновения, нужно определить скорости электронов и ионов в разрядном пространстве. Скорость электронов может быть выражена соотношением:

$$v_e = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{U_K + \frac{U_{II}}{2}}, \quad (3)$$

где e - заряд электрона;

m_e - масса электрона;

U_K - величина прикатодного падения напряжения, сообщаемого электронам энергию;

U_{II} - падение напряжения в переходном участке от прикатодной области к положительному столбу.

Полагаем, что среднее приращение скорости в переходном участке определяется половинным потенциалом.

Среднюю скорость иона в переходном участке в предположении, что образование ионов происходит равномерно во всем пространстве, можно принять:

$$v_i = \sqrt{2 \frac{e}{m_i}} \sqrt{\frac{U_{II}}{4}}, \quad (4)$$

где e - заряд однократно заряженного иона;

m_i - масса иона.

Предположение равномерного образования ионов во всем пространстве позволяет считать для определения средней скорости движения ионов по направлению к катоду, что ионы начинают движение с расстояния $d_{ак}/2$, имея начальную скорость, равную нулю, и, следовательно, среднюю скорость $U_{II}/2$.

Время прохождения электрона через разрядное пространство определяется выражением:

$$t_e = \frac{d_{ак}}{v_e} = \frac{d_{ак}}{\sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{U_K + \frac{U_{II}}{2}}}, \quad (5)$$

а время прохождения иона:

$$t_i = \frac{d_{ак}}{\sqrt{2 \frac{e}{m_i}} \sqrt{U_{II}}}. \quad (6)$$

Отношение времени нахождения электронов и ионов в разрядном пространстве дает соотношение между количеством электронов, пролетающих разрядное пространство без столкновения в единицу времени, и количеством ионов, необходимых для компенсации пространственного заряда этих электронов:

$$\frac{n_{e\delta}}{n_{i\delta}} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sqrt{\frac{U_K}{U_{II}} + \frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Итак, если считать, что за единицу времени через разрядное пространство пролетает без столкновения n_0 электронов в единицу времени, то для компенсации отрицательного пространственного заряда их необходимо, чтобы возникло количество ионов, равное:

$$n_{i0} = n_{e0} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\sqrt{\frac{U_K}{U_{II}} + \frac{1}{2}}}$$

или, подставляя (2) в выражение (7) и преобразуя, получим:

$$n_{i0} = n_0 e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{эфф}}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \sqrt{\frac{2U_{II}}{2U_K + U_{II}}} \quad (8)$$

Приведенную методику используем для подсчета соотношения между количеством электронов и ионов, удовлетворяющего условию компенсации отрицательного пространственного заряда для упруго рассеянных электронов, полагая, что в случае плоских электродов вероятность вылета рассеянного электрона за пределы выделенного рассматриваемого объема равна вероятности влета электрона из соседних участков разряда в рассматриваемый объем.

При этом средняя скорость движения рассеянного электрона в предположении, что вероятность рассеяния равномерна по всей длине $d_{ак}$, равна:

$$v_{ey1} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \left[\left(\sqrt{U_K + \frac{U_{II}}{4}} \right) K_y + \sqrt{\frac{U_{II}}{4}} \right], \quad (9)$$

где K_y - коэффициент, определяющий оставшуюся среднюю направленную скорость после соударения.

Скорость электронов до соударения в предположении, что средняя плоскость соударения лежит на половине расстояния $d_{ак}$, равна:

$$v_{ey2} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \left(\sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}} \right). \quad (10)$$

Учитывая, что число электронов, совершивших соударения всех видов, можно подсчитать по формуле:

$$n_{сoud} = n_0 \left(1 - e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{эфф}}} \right), \quad (11)$$

получаем, что количество ионов, необходимых для компенсации рассеянных электронов, равно:

$$n_{iy} = \frac{n_0 \left(1 - e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{эфф}}} \right) (1 - K_B - K_i) \left[\left(\sqrt{\frac{U_k U_{п} + U_{п}^2}{4}} (K_y + 1) + \frac{U_{п}}{2} \right) \right]}{2 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \left[K_y \left(U_k + \frac{U_{п}}{4} \right) + \sqrt{\frac{4 U_k U_{п} + U_{п}^2}{16}} \right]} \quad (12)$$

Аналогично подсчитываем количество ионов, которое должно возникать в единицу времени для компенсации электронов, совершивших неупругие соударения.

Считая, что акты возбуждения проходят во всем пространстве равновероятно, можно принять для упрощения расчета, что эти акты происходят на расстоянии $d_{ак}/2$. Тогда средняя скорость электрона до совершения акта возбуждения равна:

$$v_{ve1} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}}, \quad (13)$$

а средняя скорость движения после совершения акта возбуждения атома

$$v_{ve2} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \left[\left(\sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}} U_{\delta} \right) K_{вн} + \sqrt{\frac{U_{п}}{4}} \right], \quad (14)$$

где U_B - потенциал возбуждения.

Количество ионов, которое должно возникать в единицу времени для компенсации отрицательного пространственного заряда электронов, участвовавших в возбуждении, равно:

$$n_{i\delta} = n_0 \left(1 - e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{эфф}}} \right) K_{\delta} \frac{\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \sqrt{U_{п}} \left[\left(\sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}} - U_{\delta} \right) K_{вн} + \sqrt{\frac{U_{п}}{4}} \right]}{2 \sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}} \left[\left(\sqrt{U_k + \frac{U_{п}}{4}} - U_{\delta} \right) K_{вн} + \sqrt{\frac{U_{п}}{4}} \right]} \quad (15)$$

где K_B - коэффициент вероятности возбуждения;

$K_{вн}$ - коэффициент, определяющий направленность к аноду остаточной скорости.

Считаем, что при равной вероятности актов ионизации во всем пространстве средняя плотность актов ионизации расположена на половине межэлектродного расстояния $d_{ак}$ и что электроны, как ионизирующие,

так и вызванные ионизацией, теряют практически всю направленную скорость (остатком скорости пренебрегаем).

Тогда до соударения ионизирующие электроны движутся со средней скоростью:

$$v_{ei2} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{U_K + \frac{U_n}{4}}, \quad (I6)$$

а после соударения со средней скоростью

$$v_{ei3} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{\frac{U_n}{4}}. \quad (I7)$$

Количество ионов, которое должно возникать в единицу времени для компенсации отрицательного пространственного заряда ионизирующих электронов, равно:

$$n_{ii} = n_{ei} \frac{\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \left(\sqrt{U_n} \sqrt{\frac{U_n}{4}} + \sqrt{U_K + \frac{U_n}{4}} \right)}{2 \sqrt{U_K + \frac{U_n}{4}} \sqrt{\frac{U_n}{4}}}, \quad (I8)$$

где $n_{ei} = n_0 \left(1 - e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{еэфф}}} \right) K_i$,

K_i - коэффициент вероятности ионизации.

Если допустить, что возникающие в процессе ионизации электроны имеют в начальный момент нулевую скорость, то средняя скорость их движения:

$$v_{ei} = \sqrt{2 \frac{e}{m_e}} \sqrt{\frac{U_n}{4}}, \quad (I9)$$

Количество ионов, необходимое для компенсации отрицательного пространственного заряда электронов, возникающих в процессе ионизации, равно:

$$n_{ii2} = n_{ei1} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} = n_0 \left(1 - e^{-\frac{d_{ак}}{\lambda_{еэфф}}} \right) K_i \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (20)$$

Так как после каждого акта ионизации остается два электрона, то количество ионов, необходимое для компенсации пространственного заряда как участвовавших в ионизации, так и возникающих в процессе ионизации электронов, равно удвоенному выражению (20).

Общее число ионов, которое должно возникать в единицу времени для компенсации пространственного заряда всех электронов разряда, равно:

$$n_i = n_{i0} + n_{iy} + n_{iv} + 2n_{ii}, \quad (21)$$

где значения составляющих могут быть вычислены из (8), (I2), (I5), (20).

В выражения (12), (15), (20) входят коэффициенты K_y и $K_{вн}$, показывающие среднюю составляющую скорости по направлению к аноду после столкновения. Так как функции углового распределения электронов при упругих и неупругих соударениях слабо зависят от угла $/\Gamma/$, то для приближенного расчета полагаем, что $K_{вн}$ и K_y равны нулю. Это допущение только уменьшит направленную скорость, т.е. увеличит время пребывания электронов, участвующих в соударениях, в разрядном пространстве.

По полученным соотношениям (12), (15), (20) был произведен расчет плотности ионного тока в дуговом разряде при анодном токе I а в водороде при давлении $p = 0,23$ тор и межэлектродном расстоянии $d_{ак} = 2$ см.

Расчетная величина плотности ионного тока $j_i \text{ расч} = 0,9$ ма/см². Экспериментальная величина плотности ионного тока измерялась на нижнем диске диафрагмы на макете с составной сеточной диафрагмой / 2 /. Экспериментально величина плотности ионного тока $j_i \text{ эксп} = 0,95$ ма/см².

Л И Т Е Р А Т У Р А

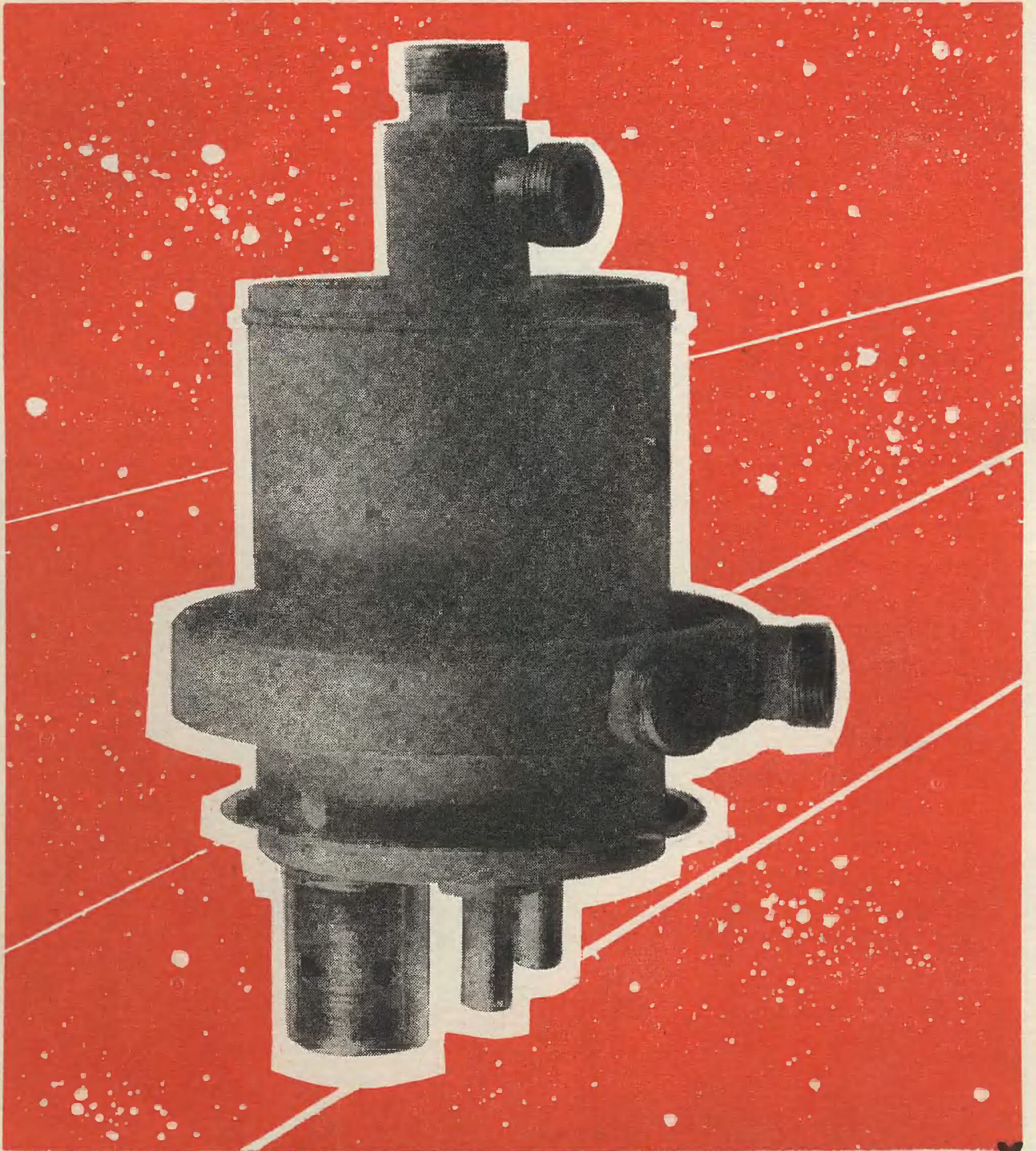
1. Месся Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. Изд. иностр. лит., 1958.
2. Арефьев А.С. Анализ тепловых процессов сеток тиратронов. Труды конференции по электронной технике, 1967, т. 1.

Статья получена 5 апреля 1971 г.



УДК 621.387.132.222

ТГУ1.5/12



**МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИЙ
ИМПУЛЬСНЫЙ ТРАНСИСТОР
С ЖИДКОСТНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ**

ТГУ1-5/12

Таситрон предназначен для работы в качестве коммутирующего элемента в модуляторах с частичным разрядом накопительной емкости.

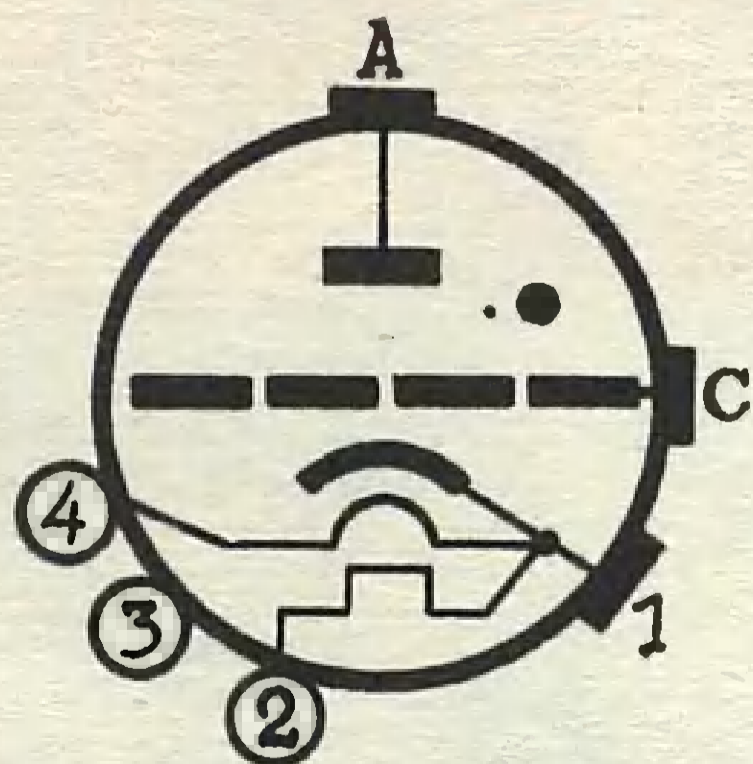
Применение таситрона эффективно в тех случаях, когда необходимы:

- малые габариты и вес;
- высокий к.п.д.;
- высокая стабильность срабатывания;
- устойчивость к воздействию вибрационных и ударных перегрузок;
- высокая механическая прочность;
- устойчивость к воздействию повышенной и пониженной температуры окружающей среды.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Напряжение анода	I2 кв
Ток анода в импульсе	5 а
Ток анода средний	I а
Частота следования импульсов	200000 имп/сек
Длительность фронта импульса напряжения на аноде	не более 0,2 мксек
Длительность спада импульса тока через таситрон	не более 0,3 мксек
Импульсное падение напряжения	не более 225 в
Напряжение сеточного смещения	150 в
Амплитуда положительного напряжения сетки	300 в
Амплитуда тока сетки	2 а
Рабочий диапазон температур окружающей среды	от минус 60 ⁰ С до плюс 85 ⁰ С
Ускорение при вибрации в диапазоне частот 5-1000 гц	7,5 г
Высота наибольшая	160 мм
Максимальный размер в поперечном сечении	110 мм
Вес наибольший	1,2 кг

СХЕМА СОЕДИНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ С ВЫВОДАМИ



- A - анод
- C - сетка
- 1 - катод, подогреватель катода, подогреватель генератора водорода
- 2 - подогреватель генератора водорода
- 3 - не подключен
- 4 - подогреватель катода

Таситрон отличается низким внутренним сопротивлением, устойчив к перегрузкам по току и аварийным режимам.

Н.М.БОДРОВ, Ю.И.ОРЛОВ,
М.Г.СЕМЕНОВ

**ВЫБОРОЧНАЯ МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ
МНОГОТОЧЕЧНЫХ ВИДЕОЭКРАНОВ**

На основе статистических законов рассмотрена выборочная методика исследования параметров многоточечных видеоэкранов. Проводится экспериментальная оценка выборочной системы контроля применительно к газоразрядной индикаторной панели постоянного тока, состоящей из 10x96 ячеек.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы ведутся большие работы по созданию устройств отображения информации с использованием видеоэкранов, содержащих совокупность дискретных светящихся ячеек. Делаются попытки создания таких экранов на полупроводниках /1,2/, с использованием люминесцентных материалов /3/ и с помощью газового разряда /4,5/. Уже созданы промышленные образцы самосканирующих газоразрядных панелей для отображения буквенно-знаковой информации /6/.

Число ячеек, входящих в экран, зависит от его назначения и может быть различным; для отображения цифровой информации в большинстве случаев достаточно сотен ячеек, для воспроизведения графиков и траекторий необходимы экраны, содержащие тысячи и десятки тысяч светящихся точек, для создания плоского телевизионного экрана желательна совокупность сотен тысяч ячеек. Каждая из ячеек характеризуется своими параметрами, которые в силу несовершенства конструкции или других причин отличаются от параметров других ячеек. О качестве экрана необходимо судить по средним величинам этих параметров и по их разбросу. Очевидно, что определить эти величины в результате проверки параметров каждой ячейки - задача трудоемкая, а в ряде случаев практически невыполнимая. В связи с этим целесообразно применение выборочной системы контроля.

Рассмотрению этой системы применительно к газоразрядным видеоэкранам посвящена настоящая работа.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В практической работе о параметрах экрана в целом часто судят по результатам измерений ячеек одной-двух строк (столбцов), выбранных произвольным образом. Такой метод может дать ошибочное представление о качестве экрана в связи с возможными конструктивными и технологическими отклонениями при изготовлении, допустим, отдельных

строк. Для проверки этого положения и экспериментальной проработки выборочной системы контроля нами была изготовлена газоразрядная индикаторная панель постоянного тока с числом ячеек 10×96 с ортогональной системой электродов. Каждая из ячеек панели представляет собой газоразрядный диод. Вся совокупность ячеек находится в едином газовом объеме.

Основными параметрами, характеризующими работоспособность каждой ячейки панели, являются напряжение зажигания U_3 ; напряжение горения U_T и, практически с ним совпадающее, напряжение погасания U_H ; время запаздывания τ_3 и яркость свечения.

Разработчикам радиотехнических устройств с применением видеоскранов необходимо знать среднеарифметические величины этих параметров \bar{X} и среднеквадратичные отклонения σ , характеризующие разброс параметров ячеек.

Измерения параметров нами производились в импульсном режиме с частотой следования 50 гц и длительностью импульса 200 мксек.

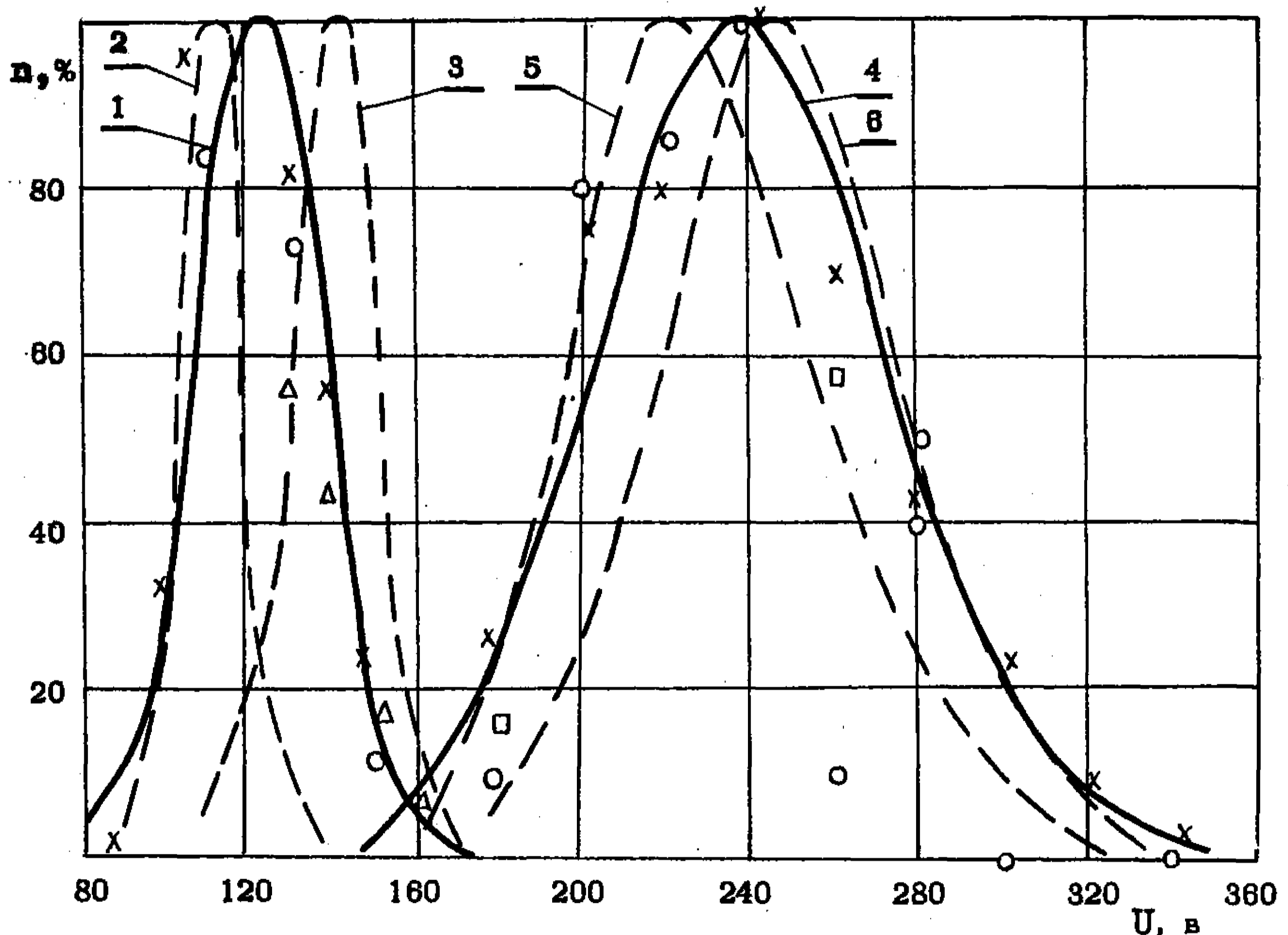


Рис. 1. Распределение ячеек панели по напряжению горения (1,3,4) и напряжению зажигания (2,5,6):
 xxx — контроль всех 960 ячеек панели; ••• — выборка $n = 61$;
 ΔΔΔ — выборка $n = 50$; □□□ — выборка $n = 81$; ooo — выборка $n = 35$

На рис. 1 показаны полученные в результате измерений всех ячеек панели кривые распределения по напряжениям горения (1) и зажигания (4). Кривые 2, 3, 5, 6 построены для строк, параметры которых наиболее значительно отличаются от параметров совокупности в целом. Более полно различия в величинах среднеарифметических значений \bar{U}_3 и \bar{U}_T по

строкам показаны на рис. 2, а. Величины средних квадратичных отклонений σ_3 и σ_Γ также существенно отличаются от строки к строке (рис. 2, б). Из рисунков видно, что для данной панели ошибка измерения среднеарифметических величин напряжения зажигания и горения может достигать $\pm 10\%$, а для среднеквадратичных отклонений — до 43%.

Таким образом, контроль параметров панели по строкам может привести к большим ошибкам.

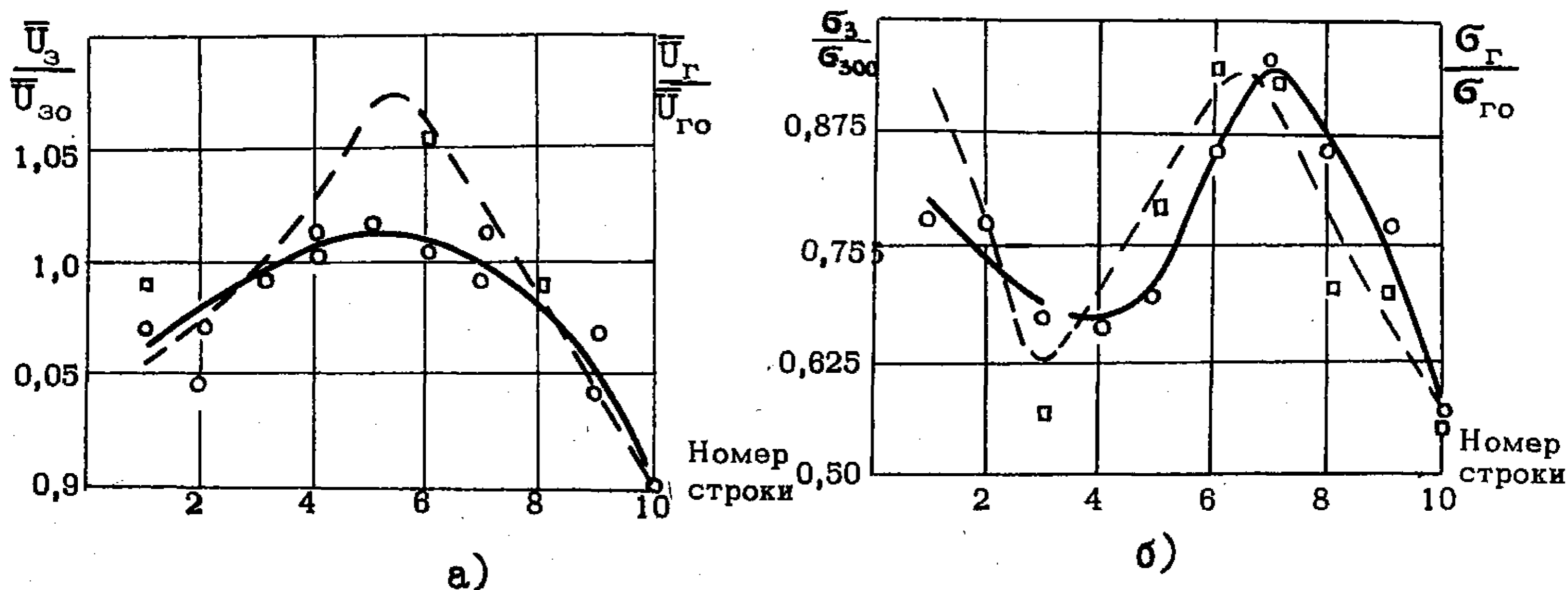


Рис. 2. Распределение параметров U_3 (1) и U_Γ (2) по строкам:

а — распределение среднеарифметических величин \bar{U}_3 и \bar{U}_Γ ;

б — распределение среднеквадратичных отклонений σ_3 и σ_Γ

Более достоверные результаты дает выборочная система контроля, которая опирается на теорему Чебышева /7/ и состоит в установлении обобщенных характеристик совокупности путем наблюдения не всех, а только части составляющих ее элементов, взятых на основе случайного отбора. При этом объем выборки n , необходимый для получения требуемой точности определения параметров распределения исследуемой величины при заданной степени уверенности, не зависит от размера совокупности N , из которой берется эта выборка при условии, что $n \leq 0,1 N$.

В технике статистических вычислений для характеристики совокупности используются следующие понятия:

\bar{X}' — среднеарифметическое значение параметра;

σ' — среднее квадратичное отклонение;

σ_x — среднее квадратичное отклонение среднего значения;

ϵ — допустимая ошибка измерения величины;

P — вероятность нахождения среднеарифметической величины параметра в заданном интервале.

Объем выборки определяется по формуле /8/:

$$n = \left(\frac{K \sigma'}{\epsilon \bar{X}'} \right)^2, \quad (I)$$

где K — коэффициент, зависящий от величины P . В табл. I показана величина K для некоторых, наиболее часто встречающихся значений вероятности P .

Таблица 1

Зависимость коэффициента K от вероятности нахождения среднеарифметической величины параметра в заданном интервале для нормального распределения

P	0,85	0,90	0,95	0,99	0,995	0,999	0,9999
K	1,44	1,65	1,96	2,58	2,81	3,29	3,88

Величина $\epsilon \bar{X}'$, как и вероятность P , задается исследователем, она означает допустимый интервал (ошибку) изменения среднеарифметической величины параметра.

Обычно допустимая ошибка в определении среднеарифметического значения принимается равной 5%, т.е. $\epsilon = 0,05$, а величина вероятности берется $P = 0,95$ или $0,99$.

Объем выборки зависит от величин \bar{X}' и σ' , которые чаще всего бывают неизвестными, поэтому для определения n вместо них можно использовать эмпирические значения \bar{X} и σ , найденные с помощью небольшой случайной выборки. Зная \bar{X} и σ , можно по формуле (I) определить объем выборки, необходимый для контроля параметра панели с требуемой точностью и степенью уверенности.

После определения объема выборки выбираются ячейки для контроля. Для того чтобы попадание каждой из ячеек панели в контролируемую выборку было равновероятно, отбор ячеек ведется по таблице случайных чисел. При этом все ячейки панели условно нумеруются, т.е. каждой ячейке присваивается номер от 1 до N . Затем из таблицы случайных чисел выписываются n чисел, которые берутся за номера контролируемых ячеек.

Проверив параметры выбранных таким образом ячеек, рассчитывают величины \bar{X} и σ , которые с требуемой точностью ϵ и степенью уверенности P характеризуют истинное значение среднеарифметической величины \bar{X}' и среднеквадратичного отклонения σ' .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЫБОРОЧНОЙ МЕТОДИКИ

Определим объем выборки, необходимой для контроля напряжения зажигания панели. Для этого делается малая случайная выборка из 40 замеров (табл. 2).

Таблица 2

Малая случайная выборка для определения \bar{U}_z и σ_z

Интервал	f	d	fd	fd ²
151 - 170	1	-4	-4	16
171 - 190	1	-3	-3	9
191 - 210	8	-2	-16	32
211 - 230	9	-1	-9	9
231 - 250	10	0	0	0
251 - 270	5	1	5	5
271 - 290	4	2	8	16
291 - 310	0	3	0	0
311 - 330	1	4	4	16
331 - 350	1	5	5	25

С помощью табл. 2 определяются среднеарифметическая величина параметра и среднеквадратичное отклонение по формулам /8/:

$$\bar{X} = \bar{X}_d + c \left(\frac{\sum fd}{n} \right) \quad (2)$$

$$\sigma = c \sqrt{\frac{\sum fd^2}{n} - \left(\frac{\sum fd}{n} \right)^2}, \quad (3)$$

где \bar{X}_d - среднее значение параметра в предполагаемом среднем интервале;

c - величина интервала;

f - частота наблюдений нахождения параметра в данном интервале;

d - отклонение данного интервала от среднего.

По формулам (2) и (3) получим $\bar{U}_3 = 235$ в и $\sigma_3 = 35,4$ в. Подставив полученные значения в формулу (1), получим объем выборки, необходимой при данной точности ϵ и степени уверенности P .

Так, для $\epsilon = 0,05$ и $P = 0,99$ $n = 81$. В табл. 3 представлены объемы выборок, необходимых для обеспечения наиболее распространенных сочетаний величин ϵ и P .

Таблица 3
Объем выборки для различных значений ϵ и P

Значения ϵ	Значения P				
	0,85	0,90	0,95	0,99	0,999
0,05	19	25	35	81	97
0,04	30	39	55	129	152
0,03	53	69	97	225	275
0,02	102	155	219	505	605
0,01	469	615	871	2020	2440

Из таблицы видно, что объем выборки резко возрастает при увеличении точности. В практических случаях объем выборки должен быть наиболее оптимальным.

Рассчитаем величины \bar{U}_3 и σ_3 по выборке $n = 81$, соответствующей $\epsilon = 0,05$ и $P = 0,99$, результаты которой представлены в табл. 4. Выборка для определения \bar{U}_3 и σ_3 для $\epsilon = 0,05$ и $P = 0,99$ Таблица 4

Интервал	f	d	fd	fd^2
151 - 170	1	-4	-4	16
171 - 190	3	-3	-9	27
191 - 210	12	-2	-24	48
211 - 230	18	-1	-18	18
231 - 250	22	0	0	0
251 - 270	11	1	11	11
271 - 290	10	2	20	40
291 - 310	2	3	6	18
311 - 330	1	4	4	16
331 - 350	1	5	5	25
Σ	81	-	9	219

По формулам (2) и (3) получаем $\bar{U}_3 = 237,78$ в; $\sigma_3 = 34,2$ в. Определим основные ошибки. Как указывалось выше:

$$\sigma_{\bar{U}_3} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \frac{32,4}{\sqrt{81}} = 3,586.$$

Среднее квадратичное отклонение среднего квадратичного отклонения равно /8/:

$$\sigma_{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{2n}} = 1,99 \text{ в}$$

Таким образом, с учетом ошибок:

$$\bar{U}_3 = 237,78 \pm 3,58 \text{ в}, \quad \sigma_3 = 34,2 \pm 1,99 \text{ в}$$

Для проверки полученных результатов был проведен контроль напряжения зажигания по всем 960 ячейкам панели (табл. 5).

Таблица 5
Распределение напряжения зажигания по всем ячейкам панели

Интервал	f	d	fd	fd ²
151 - 170	9	-4	-36	144
171 - 180	58	-3	-174	522
181 - 210	171	-2	-342	684
211 - 230	177	-1	-177	177
231 - 250	244	0	0	0
251 - 270	150	1	150	150
271 - 280	98	2	196	392
281 - 310	52	3	156	468
311 - 330	17	4	68	272
331 - 350	7	5	35	175
Σ	960	-	-124	2884

По табл. 5 определим истинные значения

$$\bar{U}'_3 = 237,42 \text{ в}, \quad \sigma'_3 = 34,7 \text{ в}$$

Поскольку число ячеек панели и, следовательно, число измерений не бесконечно, то эти величины также определены с некоторой ошибкой:

$$\sigma'_{\bar{U}_3} = 1,06 \text{ в}, \quad \sigma'_{\sigma_3} = 0,795 \text{ в},$$

$$\text{т.е. } \bar{U}'_3 = 237,42 \pm 1,06 \text{ в}, \quad \sigma'_3 = 34,7 \pm 0,795 \text{ в}.$$

Следовательно, величины \bar{U}_3 и σ_3 , полученные в результате выборочного контроля, достаточно близки к величинам, полученным при контроле всех ячеек панели.

Аналогичный анализ был проведен и для других параметров панели. Объем выборки, необходимый для контроля напряжения горения при $\epsilon = 0,05$ и $P = 0,99$, оказался равным $n = 50$. Результат выборочного контроля близок к истинному значению параметра, так, \bar{U}_r отличается от \bar{U}'_r всего на 1,3% (табл. 6).

При контроле времени запаздывания малая случайная выборка показала, что вследствие аномальности кривой распределения (рис. 3),

сильно возросло среднее квадратичное отклонение σ_{τ} по сравнению со среднеарифметической величиной $\bar{\tau}_3$. Это привело к значительному увеличению объема выборки по сравнению с выборками для напряжений зажигания и горения. Так, для $\epsilon = 0,05$ и $P = 0,99$ объем выборки для времени запаздывания $n = 244$. В табл. 6 сравниваются величины $\bar{\tau}_3$ и σ_{τ} , полученные в результате выборочного контроля и сплошной проверки. Это сравнение показывает, что они не имеют существенных различий. Результаты выборочного контроля по току и, соответственно, по яркости также близки к результатам проверки всех ячеек (табл. 6).

На рис. 1 точки, полученные при различных выборках, достаточно хорошо ложатся на кривую, построенную по данным измерения параметров всех ячеек. Можно также отметить, что при контроле ячеек отдельной строки в некоторых случаях число проверенных ячеек может быть больше, чем при выборочном контроле, но результаты контроля при этом часто бывают менее достоверными. Выбор ячеек с помощью таблицы случайных чисел обеспечивает равную вероятность попадания каждой ячейки панели в контролируемую выборку. Этим достигается более точная характеристика панели.

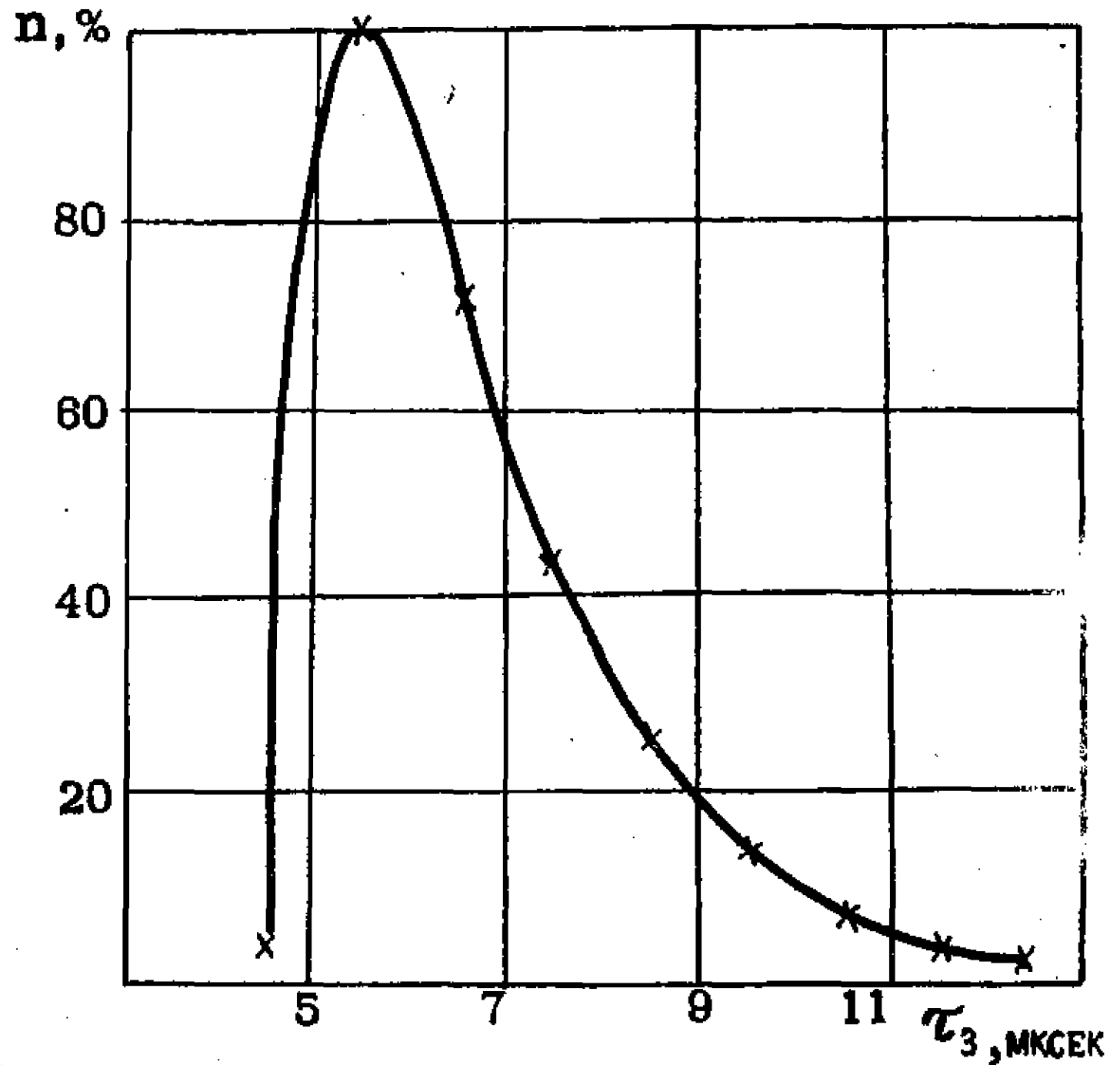


Рис. 3. Распределение ячеек панели по времени запаздывания τ_3

Таблица 6
Сравнительные результаты анализа параметров при выборочной и 100-ной проверке ячеек панели

Вид контроля	Параметры							
	Напряжение зажигания		Напряжение горения		Время запаздывания		Яркость	
	$\bar{U}_3, в$	$\sigma_3, в$	$\bar{U}_r, в$	$\sigma_r, в$	$\bar{\tau}_3, мксек$	$\sigma_{\tau}, мксек$	$\bar{B}, нт$	$\sigma_B, нт$
Малая случайная выборка ($n=40$)	235,0	35,4	126,0	14,9	6,6	1,72	124,25	5,28
Выборочный контроль при $\epsilon = 0,05$ $P = 0,99$	237,78	34,2	126,6	13,96	7,045	1,905	124,5	5,34
	+3,58 -3,58	+1,99 -1,99	+1,98 -1,98	+1,4 -1,4	+0,408 -0,408	+0,276 -0,276	+0,554 -0,554	+0,39 -0,39
Результат проверки всех ячеек панели	237,42	37,4	128,17	14,6	7,08	1,91	124,3	5,31
	+1,06 -1,06	+0,795 -0,795	+0,466 -0,466	+0,332 -0,332	+0,194 -0,194	+0,138 -0,138	+0,133 -0,133	+0,094 -0,094

В ряде случаев представляет интерес оценить характер распределения основных параметров и близость этого распределения к нормальному. Критерием нормальности распределения является равенство нулю эмпирических мер косости α и крутости i . Нормальными можно считать такие распределения, для которых эмпирические меры косости и крутости таковы, что нуль находится в пределах их двух- или трехкратных основных ошибок ($\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{6}{n}}$; $\sigma_i = 2\sigma_\alpha$), отложенных от них же в обе стороны /9/. По результатам расчета для данной панели для U_3 $\alpha = 0,158 \pm 0,237$, $i = 0,14 \pm 0,474$ и для U_Γ $\alpha = 0,163 \pm 0,237$, $i = 0,15 \pm 0,474$, т.е. распределение U_3 и U_Γ можно считать нормальным.

Зная величины \bar{X} и σ , можно определить интервал $\bar{X} \pm k\sigma$, в котором сосредоточены все значения параметра X_1 . Сопоставим процент наблюдений, попадающих в интервал $\bar{X} \pm k\sigma$ для U_3 и U_Γ с теоретическим для нормального распределения (табл. 7).

Таблица 7

Поле разброса напряжений зажигания и горения панели

	$k\sigma$	$\pm \sigma$	$\pm 2\sigma$	$\pm 3\sigma$
U_3	Интервал, в	202,7 - 272,1	168,0 - 306,8	134,3 - 341,5
	Фактический процент наблюдений	66,4	96,6	99,9
U_Γ	Интервал, в	113,6 - 142,8	99,0 - 157,4	84,4 - 172,0
	Фактический процент наблюдений	64,5	96,1	99,99
	Теоретический процент наблюдений для нормального распределения	68,26	95,46	99,73

Из таблицы видно, что в интервале $\bar{X} \pm 3\sigma$ попадают практически все значения U_3 и U_Γ , т.е. со степенью уверенности 99,9% можно утверждать, например, что величины U_3 ячеек панели лежат в интервале $134,3 \pm 341,5$ в, а U_Γ в интервале $84,4 - 172,0$ в.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что для контроля параметров многоточечных видеозэкранов нет необходимости в проверке всех ячеек панели. С требуемой точностью и степенью уверенности это можно сделать по сравнительно небольшому числу контролируемых ячеек при помощи выборочной системы. Для рассмотренной газоразрядной индикаторной панели, например, определение основных параметров производится по выборке в пределах 100 ячеек. Зная напряжение зажигания и горения, а также их разброс, можно выбрать режим сканирования панели. По табл. 6 опорное постоянное напряжение должно быть не более 84 в. Ясно также, что управление двумя импульсами (по строке и столбцам)

не представляется возможным в связи с перекрытием зон зажигания и горения разряда ячеек панели. Управление возможно импульсом по строкам амплитудой не менее 260 в. По данным для времени запаздывания может быть определена, например, возможная глубина модуляции яркости экрана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barnett Allen M., Neumann Fred K. Seeing red, yellow and green in semiconductor alphanumeric display. "Electronics", 1970, v. 43, N 10, p. 88-93.
2. Solid State Numerology. "Electronics", 1969, v. 42, N 24, p. 186, 7E, 8E.
3. "Electronics", 1970, v. 43, N 7, p. 46-47.
4. Le Pallec R. Nouveau systeme par points lumineux. "Tute electron", 1970, v. 37, N 346, p. 209-213.
5. Такаси Кацуми, Иноуэ Кодзо. Плазменная индикаторная панель. "Дэнси Тэмбо", 1970, т. 7, № 8, стр. 127-130.
6. Хармон В. Матричный индикатор на элементах тлеющего разряда с саморазверткой. "Электроника", 1970, т. 43, № 5, 18-24.
7. Длин А.М. Математическая статистика в технике. Изд. "Советская наука", 1958.
8. Берган Л. Хенсен. Контроль качества. Теория и применение. М., изд. "Прогресс", 1968.
9. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. М., Физматгиз, 1961.

Статья получена 24 сентября 1971г.

Ю.Н.КУЛИКОВ, В.В.КЮН, Г.И.МАЛЬКОВА,
В.А.СТЕПАНОВ

ИОННЫЙ АРГОНОВЫЙ ОКГ С РТУТНЫМ КАТОДОМ

Проведено измерение интенсивности линий ртути и аргона, заселенности уровней и мощности генерации аргонового ОКГ.

Установлено, что применение ртутных катодов целесообразно лишь в аргоновых ОКГ с излучением на длине волны 4880 Å.

Известна работа^{*}, в которой проведены некоторые исследования аргонового ОКГ с ртутным катодом. Авторы этой работы, анализируя только результаты исследований мощности генерации на линиях 4880 и 5145 Å, указывают на активную роль ртути в механизме генерации ионного аргонового ОКГ.

В связи с тем, что в ряде случаев, особенно при больших токах разряда, применение в ионных ОКГ ртутных катодов может быть перспективным, необходимы более тщательные исследования влияния ртути на параметры этих ОКГ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Разрядная трубка (рис. I) с кварцевым капилляром диаметром 2,4 мм и длиной 250 мм, окнами под углом Брюстера и двумя катодами — алюмосиликатным и ртутным помещалась в резонатор, образованный диэлектрическими зеркалами ($R = 2 \text{ м}$ и $R = \infty$). Расстояние между зеркалами резонатора l_m . Разряд в трубке зажигался попеременно то от одного катода, то от другого. Поверхность ртути в катодной колбе находилась на уровне с торцом вывода. Для уменьшения проникновения паров ртути в разрядный промежуток использовалась двойная рубашка водяного охлаждения.

Излучение от боковой поверхности и с оси разрядной трубки направлялось на спектрометр ДФС-12. Это позволяло проследить за ходом абсолютной и относительной интенсивности линий аргона и ртути при изменении условий разряда и использовании двух различных катодов.

Коэффициент усиления на линиях аргона 4880 и 5145 Å измерялся с помощью метода калиброванных потерь. Мощность генерации на этих линиях измерялась фотоэлементом Ф-1.

* Числер Э.В. "Оптика и спектроскопия", 1970, т. 29, вып. 1, стр. 208.

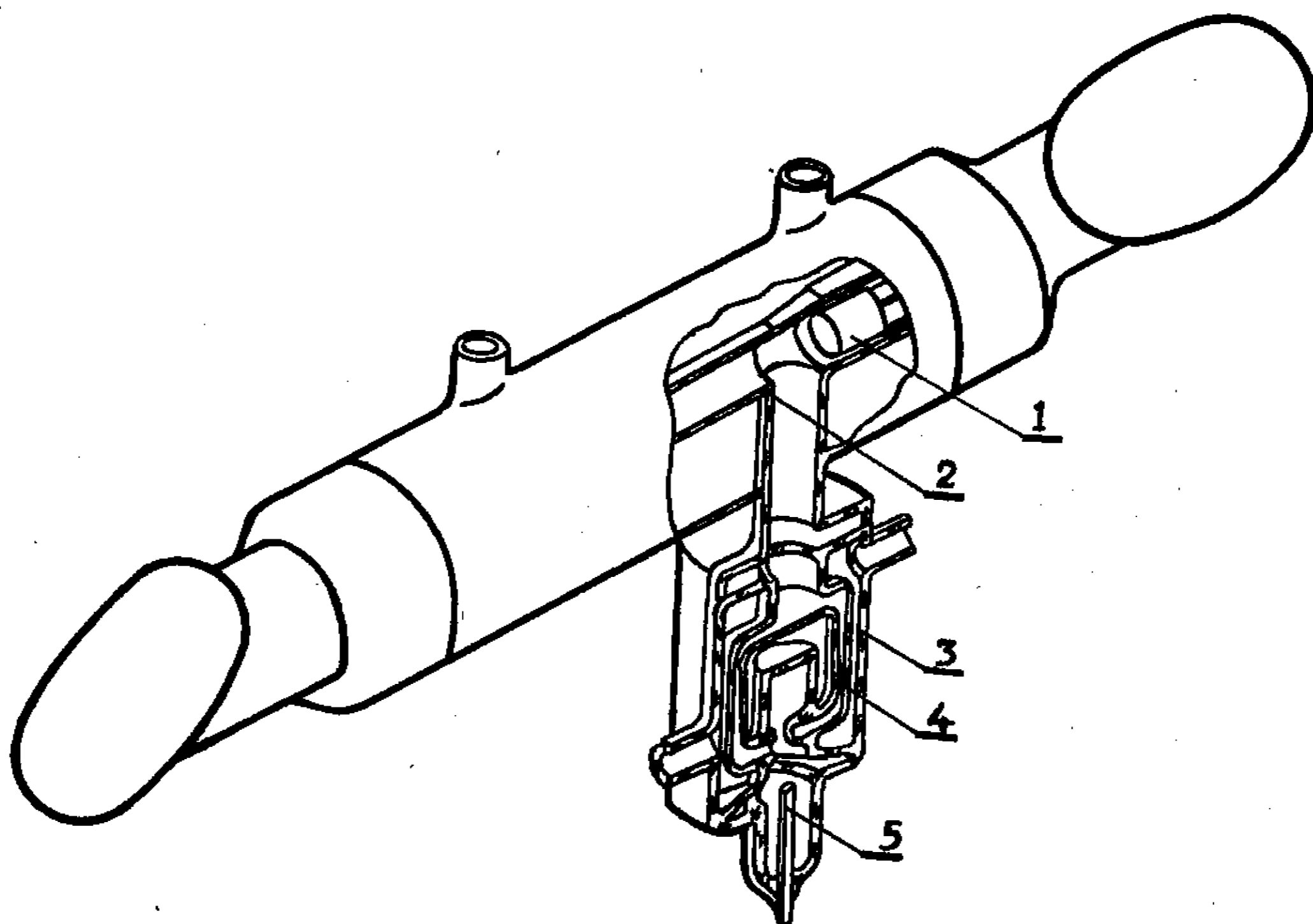


Рис.1. Разрядная трубка:
 1 - алюмосиликатный катод; 2 - разрядный капилляр;
 3,4 - рубашка водяного охлаждения ртутного катода;
 5 - электроввод ртутного катода

Давление аргона и ток разряда в условиях эксперимента изменялись соответственно в диапазонах 0,2-2 мм рт.ст. и 6-18 а.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис.2 и 3 приведена зависимость относительной интенсивности линий ртути 5461 Å и аргона 4880 Å по длине разрядной трубки от

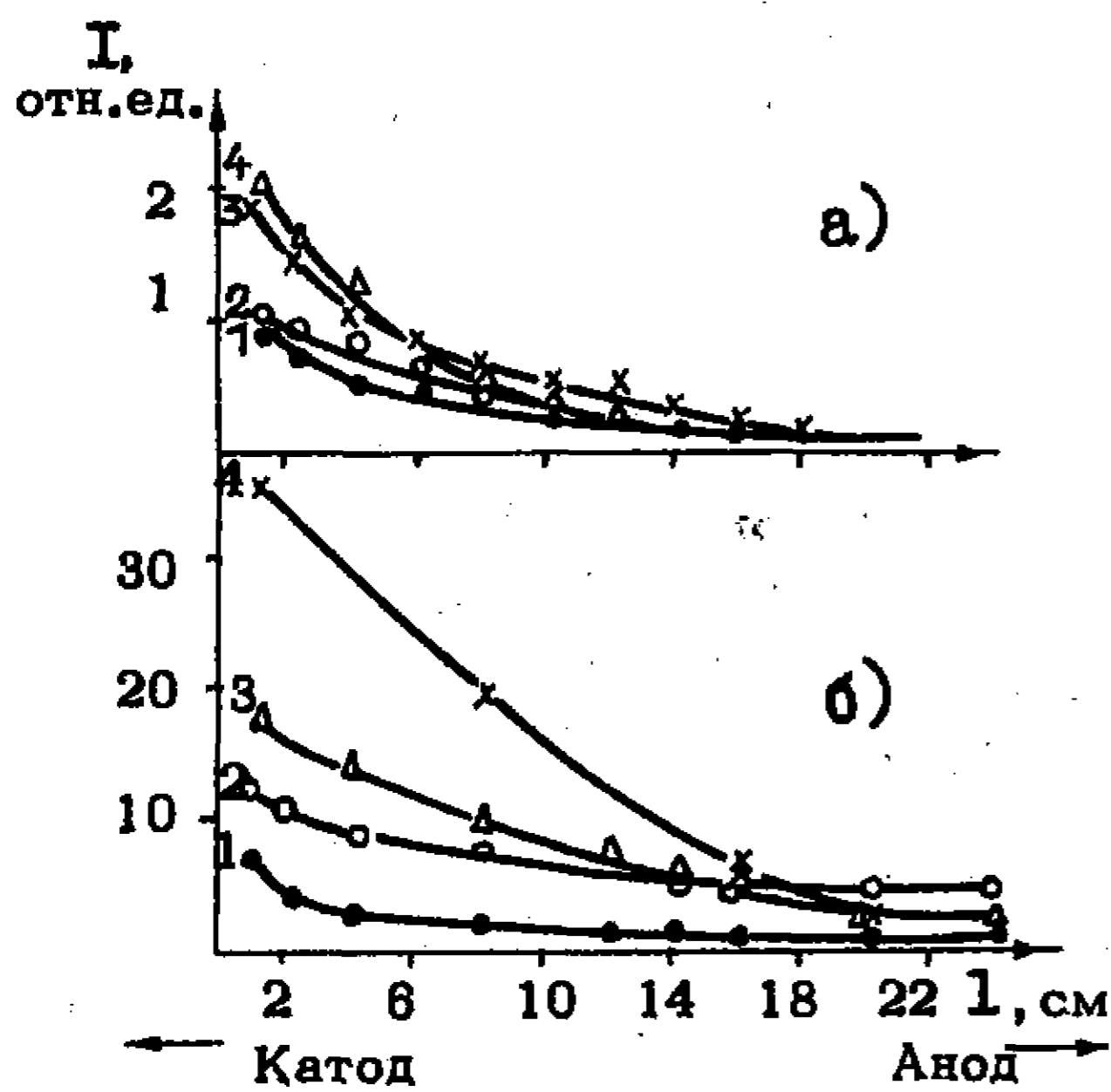


Рис.2. Зависимость интенсивности линии ртути 5461 Å от условий разряда:
 а - алюмосиликатный катод
 Давление аргона, мм рт.ст.:
 1 - 2,0; 2,4 - 1,0; 3 - 1,5
 Ток разряда, а: 1,2-6; 3,4 - 18
 б - ртутный катод
 Давление аргона 1 мм рт.ст.
 Ток разряда, а: 1 - 6, 2 - 10,
 3 - 14, 4 - 18

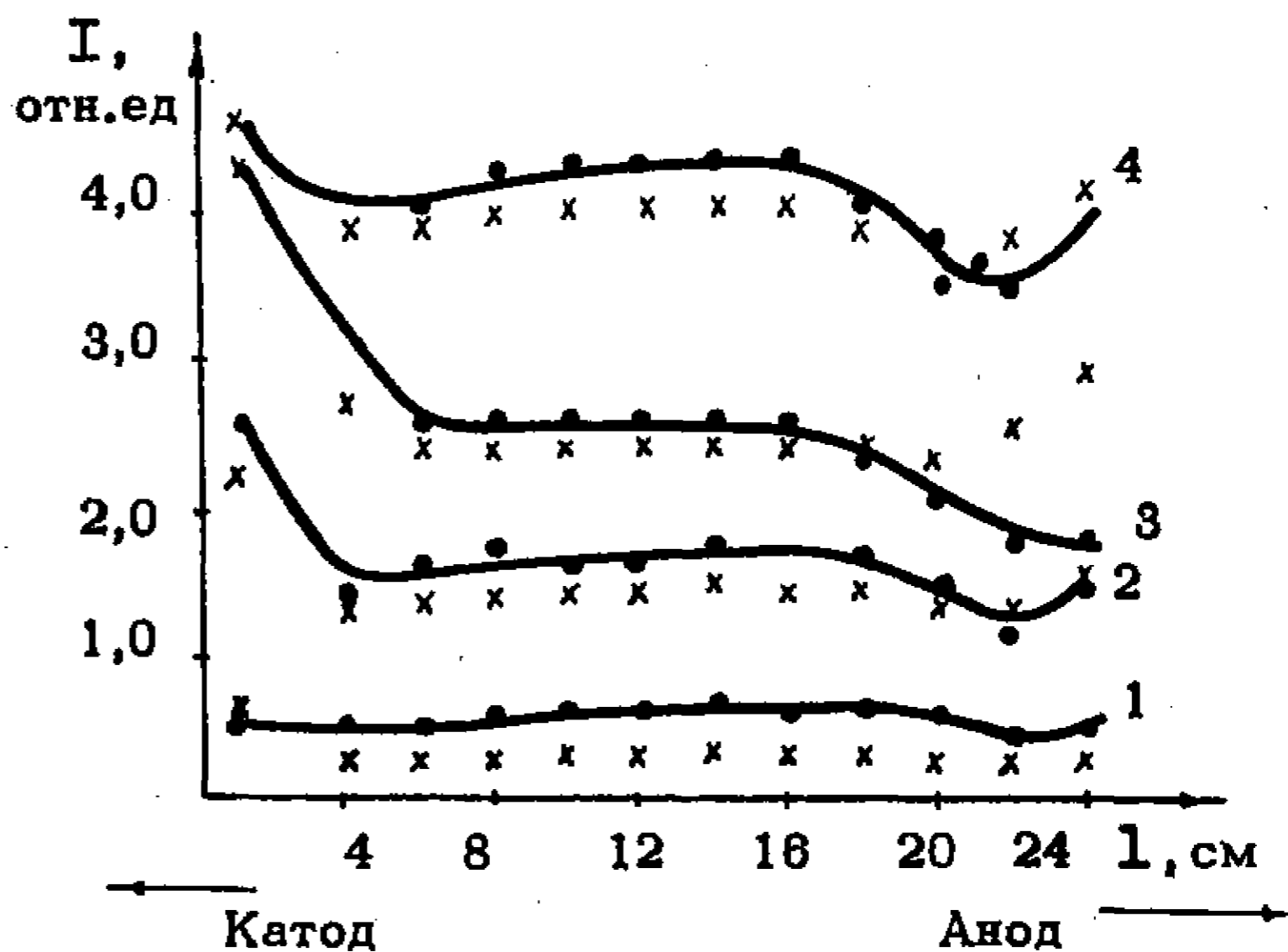


Рис.3. Зависимость интенсивности линии 4880 Å аргона от условий разряда для ртутного (•) и алюмосиликатного (x) катодов.
 Давление аргона 0,5 мм рт.ст.
 Ток разряда, а: 1-6, 2-10, 3-14,
 4 - 18

тока, давления и вида используемого катода. Видно, что интенсивность линий ртути при работе с алюмосиликатным катодом в 10–20 раз меньше, чем при работе с ртутным катодом. При этом различие в интенсивностях увеличивается с ростом разрядного тока. Интенсивность линий ртути наибольшая у катода, а по мере увеличения тока разряда она возрастает и у катода и у анода. Такое поведение интенсивности линий ртути связано с наличием у катода источника паров и существованием в смеси ртуть–аргон катафореза.

Измерения интенсивности линий аргона (рис. 3) показали, что ход ее по длине разрядной трубки не меняется при замене одного катода другим. Таким образом, наличие ртутного катода не оказывает существенного влияния на оптические характеристики положительного столба разряда именно из-за катафореза.

Исследования абсолютной интенсивности линий аргона 4880 и 5145 Å (рис. 4) показали на уменьшение интенсивности этих линий примерно

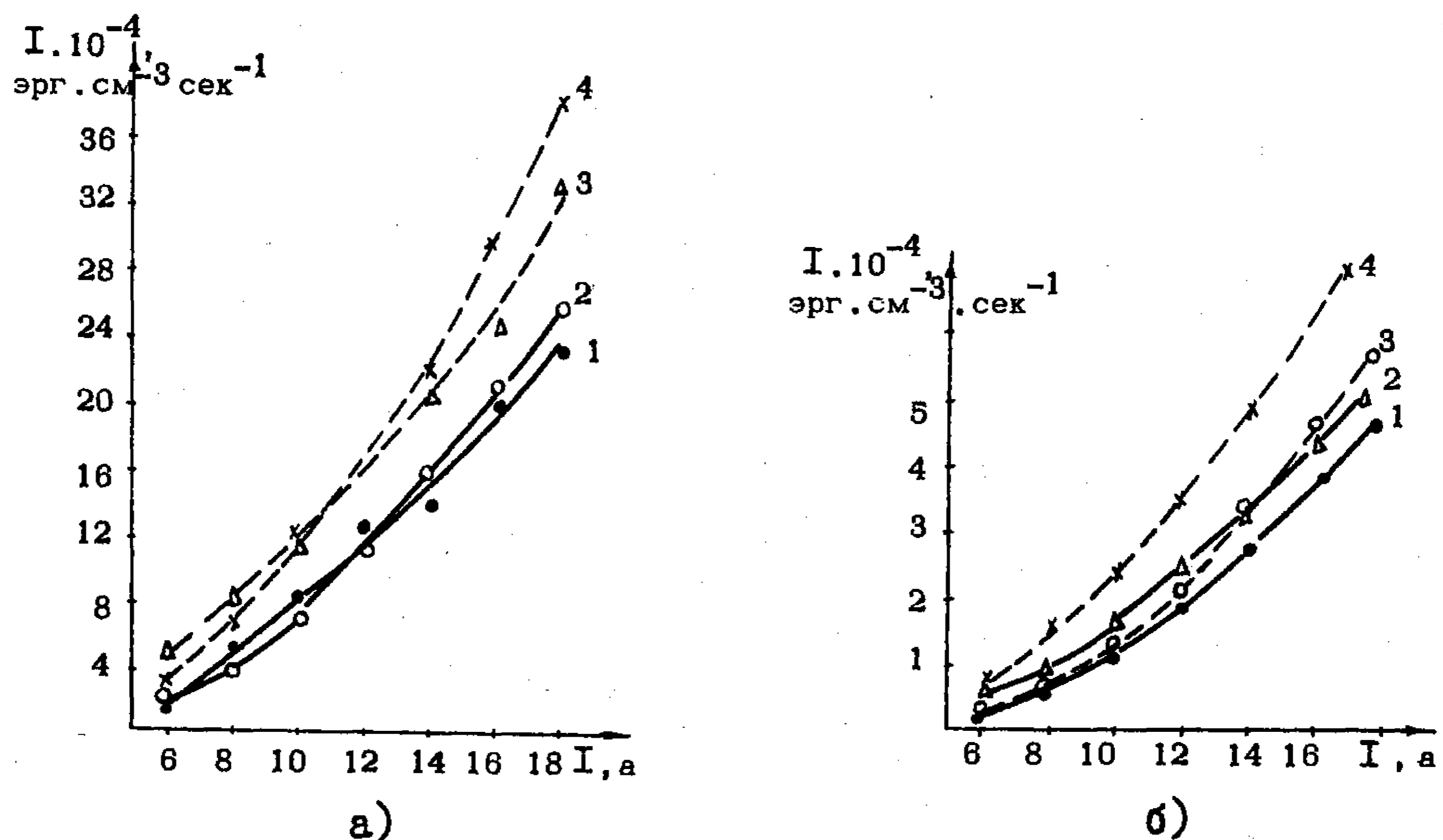


Рис.4. Зависимость абсолютной интенсивности линий аргона 4880 Å (а) и 5145 Å (б) от тока разряда для ртутного (—) и алюмосиликатного (---) катодов. Давление аргона, мм рт.ст.: а) 1,3 – 0,3; 2,4 – 1,0; б) 1,3 – 1,5; 2,4 – 0,5

в 1,3–1,4 раза для токов 1,4–1,8 а при переходе от разряда с алюмосиликатным к разряду с ртутным катодом. Следовательно, при переходе к разряду с ртутным катодом заселенность уровней аргона $4p^4D_{3/2}$ и $4p^4D_{5/2}$ для оптимальных по давлению условий аргонового ОКГ уменьшается примерно в 1,3–1,4 раза.

Исследования мощности генерации показали, что она при переходе к ртутному катоду на длине волны 4880 Å изменилась незначительно (рис.5), а на длине волны 5145 Å уменьшилась более чем в 5 раз.

Такое различное поведение мощности генерации на линиях 4880 и 5145 Å для обоих видов разряда обусловлено, как показали иссле-

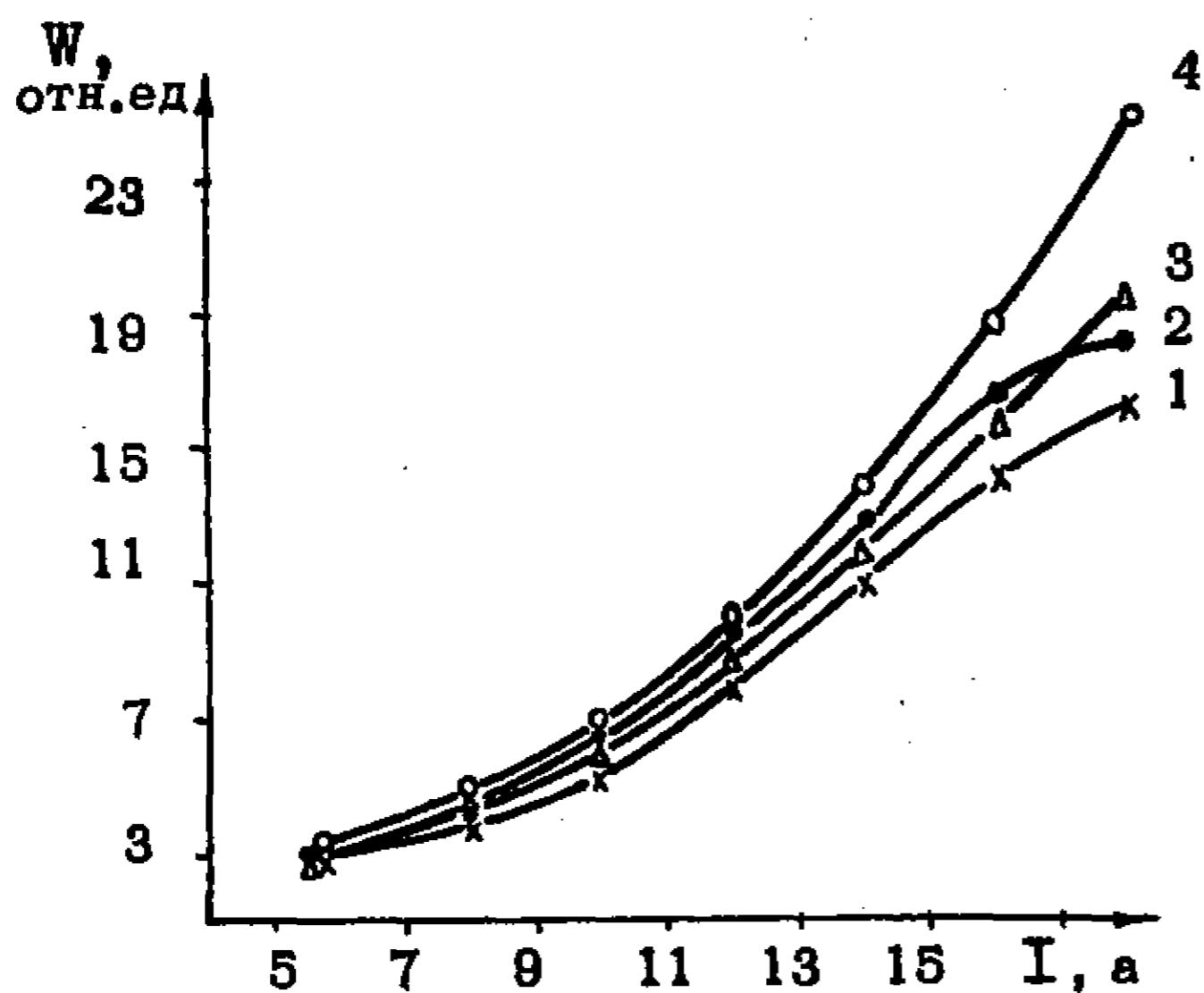


Рис.5. Зависимость мощности генерации на линии 4880 Å от тока разряда для ртутного (1,2) и алюмосиликатного (3,4) катодов:
 Давление аргона, мм рт.ст.:
 1,3 - 0,3; 2,4 - 0,5

дования, изменением запаса усиления для этих линий.

Таким образом, применение ртутного катода в ионных аргоновых ОКГ приводит к некоторому уменьшению заселенности уровней $4p^4D_{3/2}$ и $4p^4D_{5/2}$, коэффициента усиления на линиях 4880 и 5145 Å и, следовательно, к некоторому уменьшению мощности генерации. Применение ртутных катодов целесообразно лишь в арго-

новых ОКГ с излучением на длине волны 4880 Å.

Статья получена 3 сентября 1971 г.

А.М.АРШ, М.Д.БОРОДУЛИН, М.Н.УВАРОВ

ИГНИТРОН ДЛЯ МАШИН КОНТАКТНОЙ ЭЛЕКТРОСВАРКИ
БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Рассматривается конструкция нового мощного игнитрона на коммутируемую мощность до 3600 ква.

Приводятся результаты испытаний в аппаратуре для электро-сварки и в преобразовательных устройствах. Определены основные параметры игнитрона.

В связи с широким развитием электросварочной техники, необходимостью сварки деталей большой толщины и требованиями к повышению производительности машин за счет одновременной сварки многих точек, возникла потребность в создании нового мощного игнитрона. Прибор должен коммутировать мощность до 3600 ква и обеспечивать среднее значение тока до 700 а при использовании в однофазных машинах контактной электросварки, а также допускать средний ток анода 400а в выпрямительном режиме. Применение для этих целей уже существующих игнитронов путем параллельного соединения их нецелесообразно, так как приведет к усложнению и удорожанию сварочной аппаратуры и снижению надежности ее работы.

Использование управляемых полупроводниковых вентилях при современном уровне полупроводниковой техники также неприемлемо в связи с необходимостью работы в циклическом режиме и высокими требованиями к перегрузочной способности прибора.

При создании игнитрона на высокую коммутируемую мощность при большом значении среднего тока необходимо обеспечить достаточную долговечность поджигателя. Из опыта эксплуатации игнитронов известно, что с ростом тока анода надежность работы поджигателя снижается, что проявляется в постепенном ухудшении параметров поджигания в процессе работы и в появлении пропусков поджигания. Изменение параметров становится более интенсивным при токе выше 500 а.

Исследования работы поджигателей в мощных игнитронах показали, что с ростом тока анода увеличивается температура поджигателя, достигая 930-970⁰С при токе 900 а /л/. Измерениями параметров поджигания при различных значениях тока игнитрона установлено, что изменение напряжения и тока поджигания с увеличением тока связано в основном с уменьшением сопротивления материала поджигателя вследствие его нагрева. При этом мощность поджигания остается постоянной или несколько уменьшается.

Следовательно, само увеличение тока не приводит к ухудшению условий возбуждения катодного пятна, а интенсивное изменение параметров поджигания в процессе эксплуатации может быть вызвано длительным воздействием высокой температуры, ионной бомбардировкой и другими факторами, вызывающими изменение свойств поджигателя.

Для изучения причин изменения параметров поджигания при эксплуатации мощных игнитронов необходимы длительные испытания игнитронов при токе более 500 а с постоянным контролем характеристик поджигателей и анализом состояния поверхности поджигателей после окончания испытаний.

Однако организация этих испытаний затруднена сложностью изготовления таких игнитронов, необходимостью создания мощного испытательного оборудования и потребностью в большом расходе электроэнергии. Поэтому целесообразна разработка методики эквивалентных испытаний, обеспечивающих условия работы поджигателя, близкие к реальным. При этом критерием идентичности условий является соответствие температуры поджигателя и параметров поджигания значениям, полученным при номинальном токе анода. Кроме того, необходимо, чтобы сохранялось влияние дугового разряда (ионная бомбардировка, воздействие ртути и др.).

Известные способы нагрева поджигателя с использованием внешнего подогревателя или пропусканием тока через поджигатель недостаточно эквивалентны реальным условиям работы, так как моделируют только тепловой режим поджигателя. Для создания более идентичных условий испытаний желательно было обеспечить форсировку нагрева поджигателя при небольшом токе анода. Такая возможность была обнаружена при исследованиях, показавших, что нагрев поджигателя в катодной области дугового разряда зависит от степени удаления катодного пятна от поджигателя. Поэтому искусственное ограничение области перемещения катодного пятна должно привести к росту температуры поджигателя при том же токе анода.

Для проверки этого предположения в разборном игнитроне были проведены измерения температуры поджигателя в зависимости от величины тока анода в условиях ограничения перемещения катодного пятна с помощью кварцевого кольца, окружающего поджигатель. Измерения показали, что характер зависимости температуры поджигателя от величины тока анода изменяется при различном диаметре кварцевого ограничителя.

Результаты измерений температуры поджигателя при использовании ограничителей диаметром 30, 45 и 70 мм показаны на рис. I. Там же для сравнения дана зависимость температуры поджигателя от тока анода, полученная без ограничителя. Из графиков рис. I следует, что при небольших значениях тока введение ограничителя не сказывается существенно на температуре поджигателя.

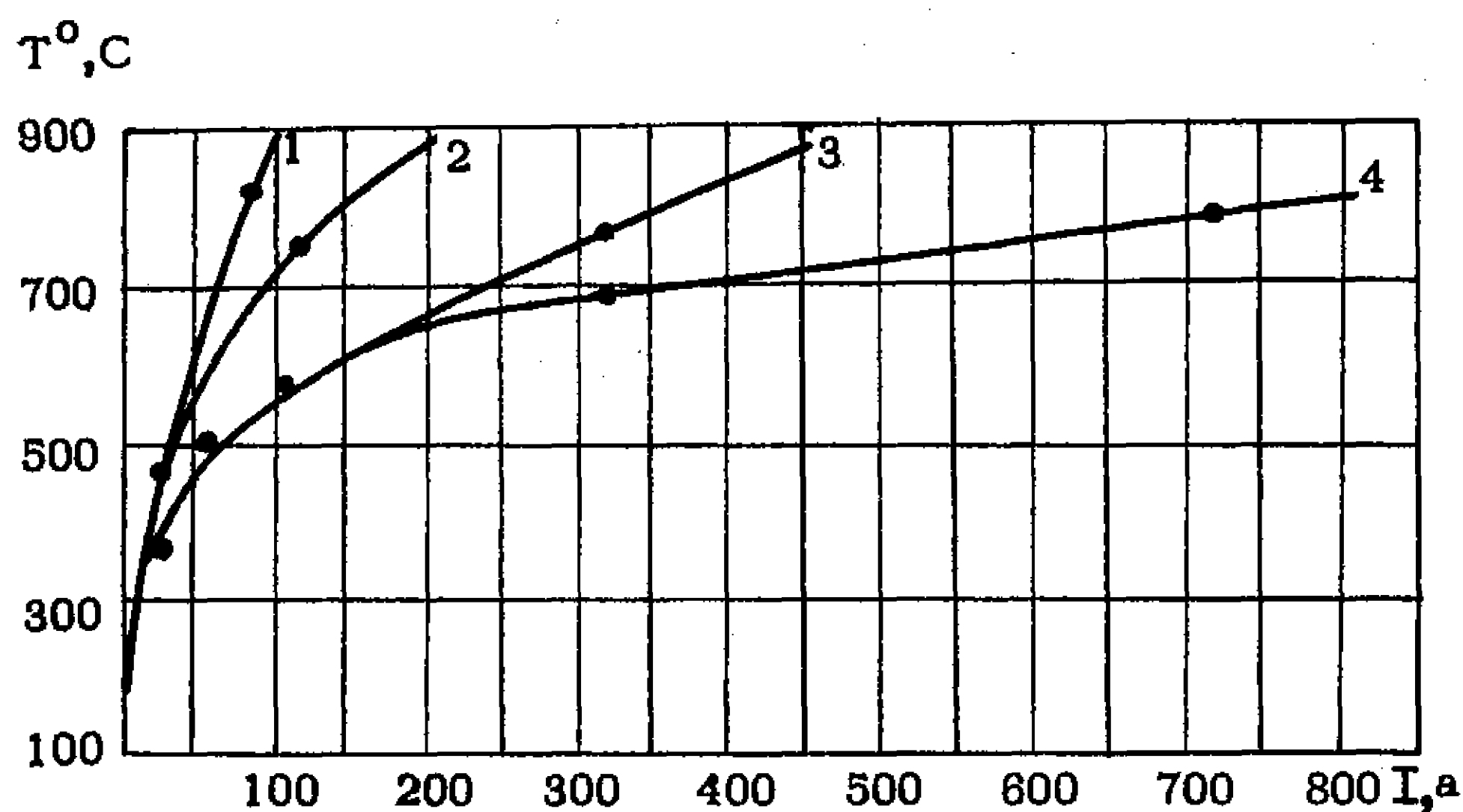


Рис. 1. Зависимость температуры поджигателя от величины анодного тока игнитрона при различных размерах ограничителя: 1—30 мм; 2—45 мм; 3—70 мм; 4—без ограничителя

При увеличении тока использование ограничителя приводит к значительному усилению нагрева поджигателя, возрастающему с уменьшением размеров ограничителя. Следовательно, ограничение перемещения катодного пятна дает возможность форсировать нагрев поджигателя, обеспечивая при малых токах такую же температура,

как при большом токе и свободном движении пятна.

Для проверки эквивалентности режима работы поджигателя с использованием ограничителя режиму работы в реальных вентилях были проведены сравнительные измерения температуры и параметров поджигания в обоих режимах.

Сопоставление результатов измерений показало, что с использованием ограничителя удается получить близкое совпадение и температуры, и параметров поджигания в обоих режимах при значительно отличающихся токах анода. Это следует из сравнения параметров поджигания при одинаковой температуре рабочей части поджигателя, полученной при различных токах анода с использованием ограничителя диаметром 30 мм и без него. Результаты сравнения приведены в табл. I.

Таблица 1

Параметры поджигания

T, °C	Без ограничителя			С ограничителем		
	I _а , а	U _п , в	I _п , а	I _а , а	U _п , в	I _п , а
650	250	115	23	50	120	23,5
750	500	105	22,5	65	110	22,8
825	750	95	20,5	75	100	21,3

Следовательно, условия работы поджигателя при больших токах анода достаточно хорошо моделируются с использованием ограничителя диаметром 30 мм при токах в 8-10 раз меньше.

Поэтому длительные испытания игнитронов с контролем температуры и параметров поджигания проводились на специальных образцах приборов, близких по габаритам к игнитрону И-70/0,8, с ограничителем диаметром 30 мм при токе анода до 80 а.

При испытаниях сравнивались поджигатели следующих типов:

а) изготовленные способом горячего прессования из смеси карбида бора, нитрида бора, бора и углерода /2/;

б) марки К-І, разработанные на основе карбида бора и часовъярской глины, а также не отличающиеся от них по исходным материалам, но спекаемые в атмосфере азота /3/.

Испытания большой партии поджигателей показали, что для всех исследованных типов поджигателей изменение параметров в процессе испытаний зависит от температуры поджигателей. При температуре до $650-700^{\circ}\text{C}$ параметры существенно не изменяются, выше $800-850^{\circ}\text{C}$ наблюдается интенсивное увеличение напряжения и тока поджигания.

Существенно, что если испытания начинались с высокой температуры и приводили к интенсивному изменению параметров, то снижение температуры вызывало стабилизацию параметров. Повторное повышение температуры снова приводило к ухудшению параметров.

Характер изменения параметров отличается для поджигателей различных типов. Для поджигателей марки К-І и близких к ним по составу наблюдается в основном большее увеличение напряжения поджигания, чем тока поджигания, что соответствует росту сопротивления поджигателей. Для поджигателей горячего прессования характерно, напротив, преимущественное увеличение тока поджигания по сравнению с напряжением поджигания и, следовательно, уменьшение сопротивления поджигателей.

Спектральный анализ поверхности поджигателей до и после испытаний при температуре более 800°C показал, что у поджигателей марки К-І наблюдается изменение состава — уменьшается содержание натрия, входящего в виде окислов в состав керамической связки. На поверхности поджигателей горячего прессования обнаружено напыление железа и никеля.

Установлено, что одним из источников напыления являлся коваровый держатель поджигателя, имеющий практически температуру поджигателя и подвергающийся ионной бомбардировке. При изготовлении держателей из молибдена, порог распыления которого под действием ионной бомбардировки более высок /4/, стабильность параметров поджигателей горячего прессования резко повысилась.

При испытаниях нескольких образцов с такими держателями при температуре 950°C в течение 500-550 час существенного изменения параметров поджигания не наблюдалось. Следовательно, в мощных игнитронах необходимо использовать поджигатели горячего прессования, принимая меры для защиты их от напыления.

Результаты этих исследований были использованы при разработке игнитрона, предназначенного для коммутации тока в машинах контактной электросварки при среднем токе анода 700 а и коммутируемой мощности до 3600 ква. Разрез игнитрона показан на рис. 2.

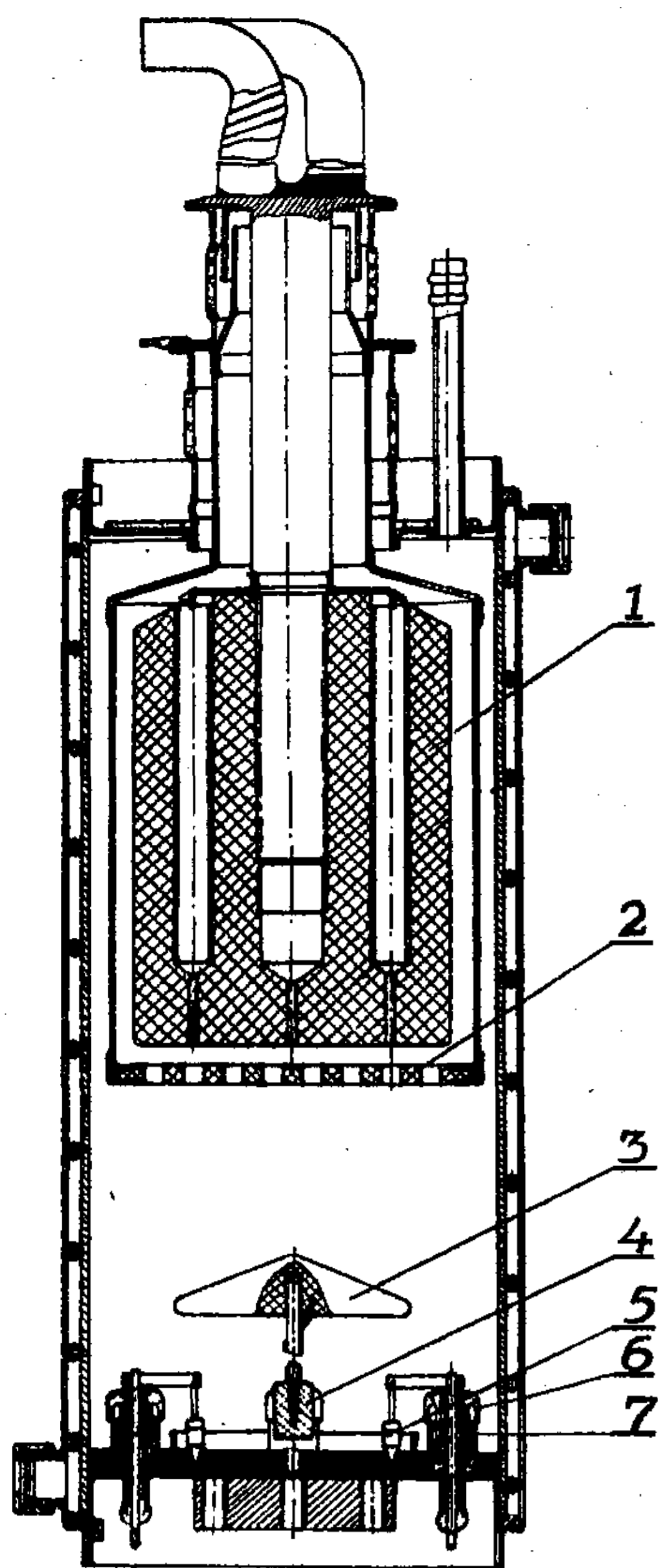


Рис. 2. Разрез игнитрона на сред-
ний ток анода 700 а:
1 - анод; 2 - сетка; 3 - отражатель;
4 - подхватывающий анод; 5 - поджи-
гатель; 6 - кварцевый экран;
7 - стальной экран

В отличие от обычных игнитронов для электросварки в нем используется управляющая сетка, что позволяет улучшить вентиляционные свойства прибора и расширить области его применения. Для обеспечения сеточного управления вводится подхватывающий анод, разряд на который поддерживает существование катодного пятна после окончания импульса тока в цепи поджигания. С целью ослабления потока ртутных капель в анодно-сеточную область вводится графитовый отражатель.

Для повышения надежности в приборе используются два поджигателя. Чтобы уменьшить распыление, держатели поджигателей и подхватывающего анода выполнены из молибдена.

При исследовании зависимости температуры поджигателя от величины тока анода было установлено /1/, что высокая температура поджигателя при больших значениях тока определяется в основном нагревом поджигателя в разряде и мало зависит от мощности поджигания. Поэтому и другие детали прибора, расположенные вблизи от поджигателя, могут иметь подобную температуру. Это было учтено при выборе расположения и экранировки

остеклованных вводов поджигателей и подхватывающего анода. Для защиты вводов от перегрева они были удалены от центра прибора и экранированы стальными и кварцевыми экранами.

В связи с тем, что игнитрон предназначен для работы и прерывателях машин контактной электросварки большой мощности, при испытаниях прибора основное внимание уделялось определению его перегрузочной способности по току.

Испытания проводились по схеме встречно-параллельного включения, типичной для электросварочного оборудования. Чтобы создать более тяжелый режим работы игнитронов, использовалось фазовое регулирование анодного тока, что увеличивало скачок обратного напряжения и повышало отношение амплитуды тока к его среднему значению. При испытаниях в циклическом режиме амплитуда тока достигала 8500 а при длительности включения до 1,5 сек.

Электрическая и вентиляционная прочность игнитронов проверялась также в выпрямительном режиме при испытаниях в трехфазной нулевой схеме. Испытания проводились в режимах длительных и циклических нагрузок при амплитуде анодного напряжения до 2100 в. При испытаниях в циклическом режиме амплитуда тока достигала 3000 а при длительности включения до 3 сек.

Результаты испытаний определили основные параметры игнитрона. На рис. 3 показана зависимость мощности, коммутируемой двумя игнитронами, включенными встречно-параллельно, от величины среднего значения тока через игнитрон. Максимальная коммутируемая мощность достигает 3600 ква при напряжении питания 660 в и среднем токе 500 а. При снижении коммутируемой мощности амплитуда тока уменьшается и средний ток возрастает, достигая 700 а.

Для расчета режима работы игнитронов в сварочной аппаратуре используется показанная на рис. 4 зависимость эффективного значения тока через два игнитрона, включенных встречно-параллельно, от относительной продолжительности включения (ПВ). При этом ПВ определяется как отношение времени включения к длительности сварочного цикла.

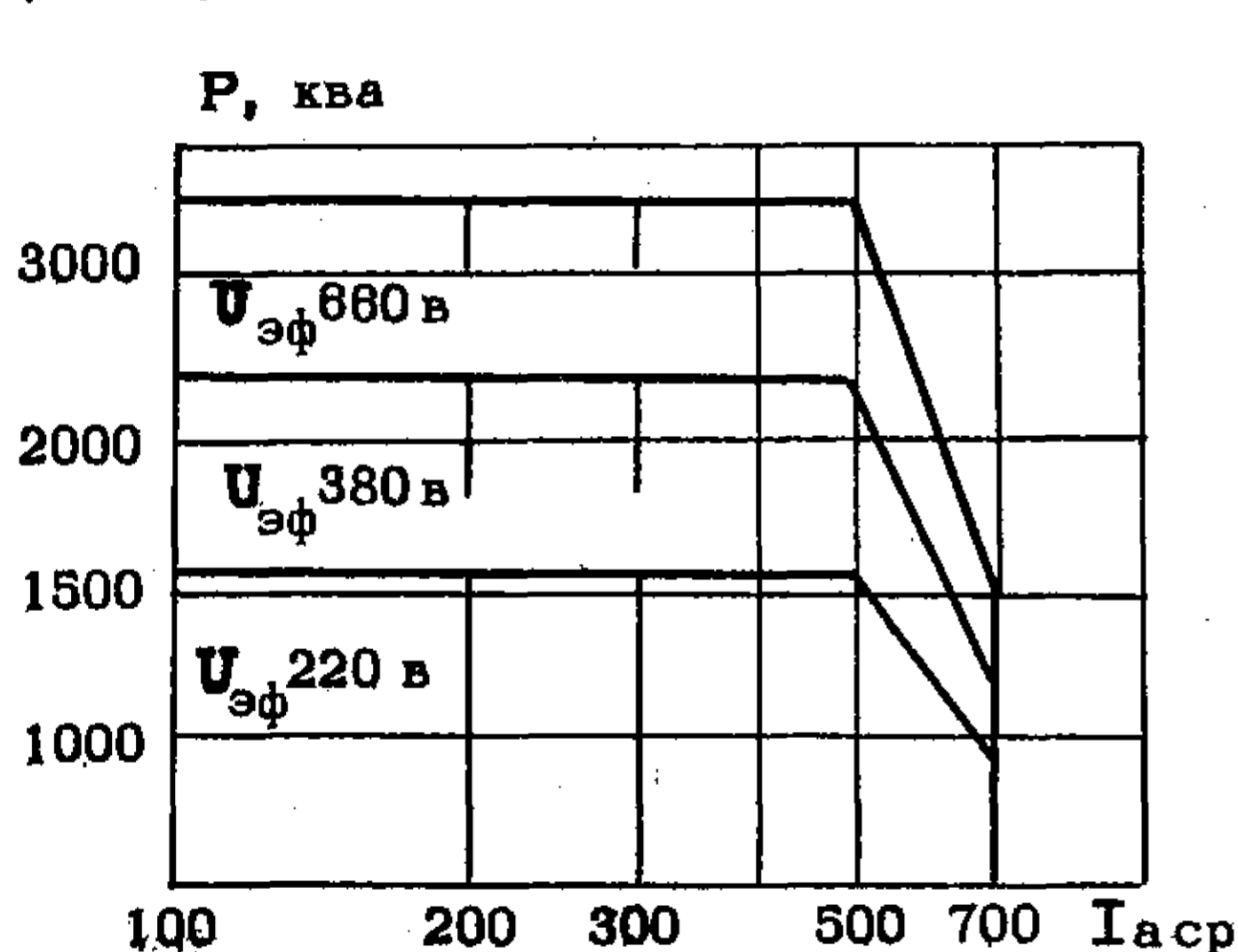


Рис. 3. Зависимость коммутируемой мощности от среднего значения тока анода

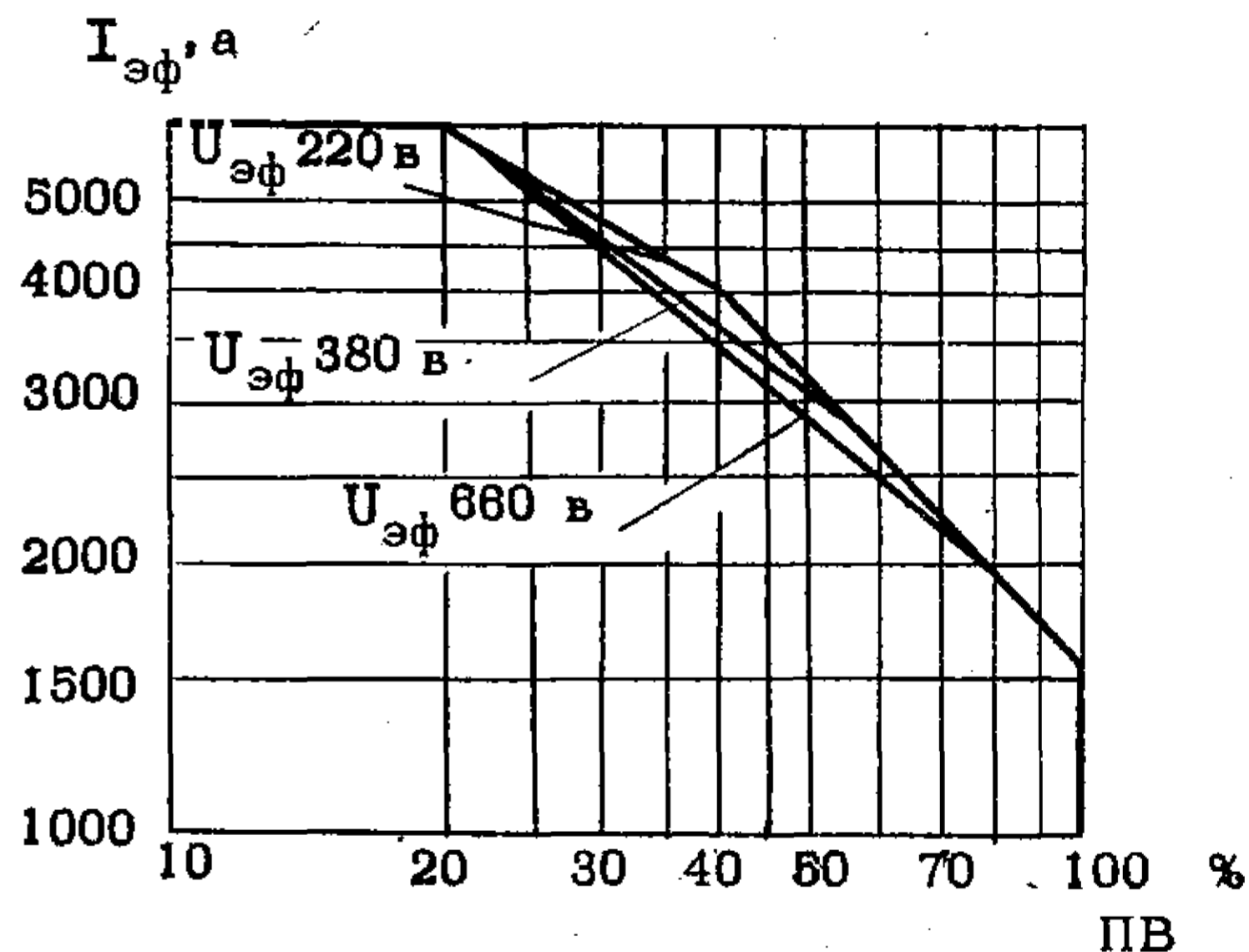


Рис. 4. Зависимость эффективного значения тока анода через два игнитрона, включенных встречно-параллельно, от продолжительности включения (ПВ)

Предельная длительность включения для определенного значения сварочного тока рассчитывается из соотношения: $\tau_{\text{вкл.}} = \tau_{\text{уср.}} \cdot \text{ПВ}$,

где $\tau_{\text{вкл.}}$ - время включения;

$\tau_{\text{уср.}}$ - время усреднения - максимальное время, за которое нужно усреднять прерывистый ток, чтобы давление ртутного пара в игнитроне не превысило допустимого.

Необходимые для расчета значения времени усреднения приводятся ниже.

Основные параметры игнитрона при работе в схеме встречно-параллельного включения сведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры игнитрона при встречно-параллельном включении

Наибольшая амплитуда прямого и обратного напряжения анода	1000 в
Наибольшее эффективное значение тока через два игнитрона	6000 а
Среднее значение тока анода при наибольшем эффективном токе	500 а
Наибольший средний ток	700 а
Наибольшее время усреднения, сек	
при напряжении питания 220 в	9
при напряжении питания 380 в	5,3
при напряжении питания 660 в	3,2
Наибольшее падение напряжения в дуге между анодом и катодом	
при амплитуде тока 1200 а	18 в
при амплитуде тока 8000 а	35 в

В табл. 3 приведены параметры игнитрона для импульсных выпрямительных режимов, отличающихся величиной анодного напряжения.

Таблица 3

Параметры игнитрона в выпрямительном режиме

	Режим 1	Режим 2
Наибольшая амплитуда прямого и обратного напряжения анода, в	1000	2100
Наибольшая амплитуда тока анода, а	3200	2400
Средний ток анода, а	400	300
Ток перегрузки в течение двух часов, а	600	450
Время усреднения при циклических нагрузках, сек	3	1,5
Наибольшая амплитуда аварийного тока, а	25000	19000
Наибольшая длительность аварийного тока, сек	0,15	0,15

Сравнение параметров созданного игнитрона с параметрами игнитронов, выпускаемых зарубежными фирмами /5/, показывает, что максимальная коммутируемая мощность и характеристики выпрямительного режима соответствуют уровню, достигнутому за рубежом.

Новый игнитрон типа ИИ-700/І-А найдет применение в машинах контактной электросварки большой мощности, в мощных стыко-сварочных устройствах, в электротермии и преобразовательной технике.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арш А.М. Исследования зависимости температуры поджигателя и параметров поджигания от величины тока анода игнитрона. Труды 1 Всесоюзной конференции по газоразрядным приборам. Выпрямительные приборы. 1966, стр. 82.
2. Антохин Р.Г., Арш А.М., Белоусов А.А., Хромой Ю.Д. Поджигатели для сварочных игнитронов. Труды 1 Всесоюзной конференции по газоразрядным приборам. Выпрямительные приборы. 1966, стр. 117.
3. Воронцова М.П. Способ обжига зажигающих игнитронов. Авт. свид. №157445. Бюллетень изобретений. 1963, № 18.
4. Аскеров М.Г., Сена Л.А. Исследование катодного распыления металлов медленными ионами ртути. ФТТ, 1969, № 11, вып. 6, стр. 1591.
5. Каталог фирмы General Electric, США, 1969.

Статья получена 20 октября 1971 г.

А.И.СОЛДАТЕНКО, А.И.ШЕНДАКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОГО ГАЗОРАЗРЯДНОГО ПРИБОРА
СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ - ТРИОТРОНА В РЕЖИМЕ
ИМПУЛЬСНОГО ТИРАТРОНА

Описываются конструкция, особенности работы в импульсном режиме и результаты исследования нового управляемого газоразрядного прибора с холодным катодом и постоянным магнитом - триотрона.

В описанном эксперименте прибор замыкал мощность до 4 Мвт при средней мощности 1 квт. Результаты эксперимента позволяют судить о возможности использования триотрона в схемах импульсных модуляторов.

Широко применяемые в настоящее время в импульсной технике, в частности в радиолокации и навигации, водородные тиратроны наряду с достоинствами (малое время зажигания, высокая стабильность зажигания, большая импульсная мощность) имеют существенные недостатки: большое время готовности, малый срок службы (500-1500 час), большие потери мощности в цепи управления и накальной цепи и невозможность работы тиратронов при длинных импульсах порядка десятков и сотен микросекунд в номинальном режиме ("утомление" катода).

В настоящей работе исследовалась возможность использования нового газоразрядного прибора со скрещенными полями - триотрона в режиме импульсного тиратрона.

КОНСТРУКЦИЯ ПРИБОРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Управляемый прибор со скрещенными полями, названный триотроном, создан на основе неуправляемого артатрона (артатрон на постоянных магнитах /1/) и в отличие от прибора с токовым управлением типа триоплазматрона /2/ имеет потенциальное управление. Триотрон, имеющий холодный катод и благодаря этому обладающий малым временем готовности, представляет собой (рис. 1) трехэлектродную цилиндрическую систему полых concentрических электродов, запаянную в баллон 4. Внешний цилиндр 3 является катодом, внутренний 1 - анодом. Между ними расположен управляющий электрод - сетка 2 с определенной геометрией. В месте расположения электродов лампу охватывает постоянный кольцевой магнит 7, создающий аксиальное магнитное поле. Давление в приборе выбирается таким образом, чтобы длина свободного пробега электронов была больше междуэлектродного расстояния.

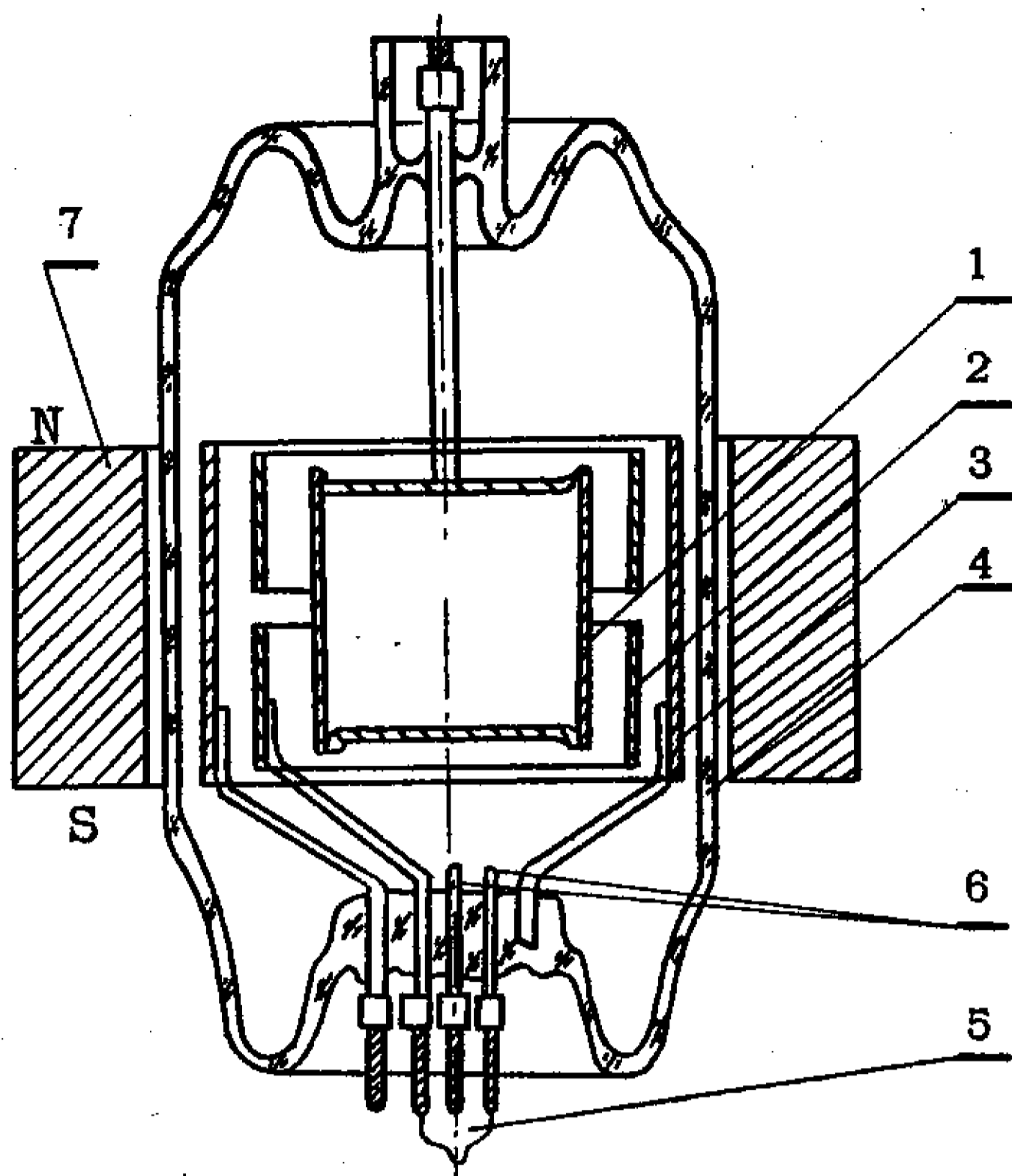


Рис.1. Конструкция триотрона:
1 - анод; 2 - сетка; 3 - катод; 4 - баллон;
5 - штенгель для откачки; 6 - выводы генератора водорода; 7 - постоянный магнит

В качестве наполнения наиболее предпочтительным является водород. В этом случае давление в лампе поддерживается с помощью генератора водорода, помещенного в штенгеле для откачки 5 и имеющего отдельные выводы 6. В проведенном эксперименте в ряде случаев в качестве наполнения использовали также воздух в диапазоне давлений 10^{-2} - 10^{-3} тор.

Принцип действия триотрона заключается в следующем. В исходном состоянии при отсутствии потенциала на сетке зажигания

разряда в лампе не происходит вследствие экранирования сеткой прикатодного пространства от воздействия анодного напряжения. При подаче положительного потенциала на сетку U_c изменяется распределение потенциала между анодом и катодом и при некоторой величине U_c поле анода в достаточной мере проникает к катоду, чтобы стало возможным зажигание разряда в приборе. В дальнейшем работа триотрона аналогична работе неуправляемого артатрона /1/.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОТРОНА

В триотроне сетка управляет только моментом зажигания, после чего она теряет управляющее действие. На рис.2 приведены статические

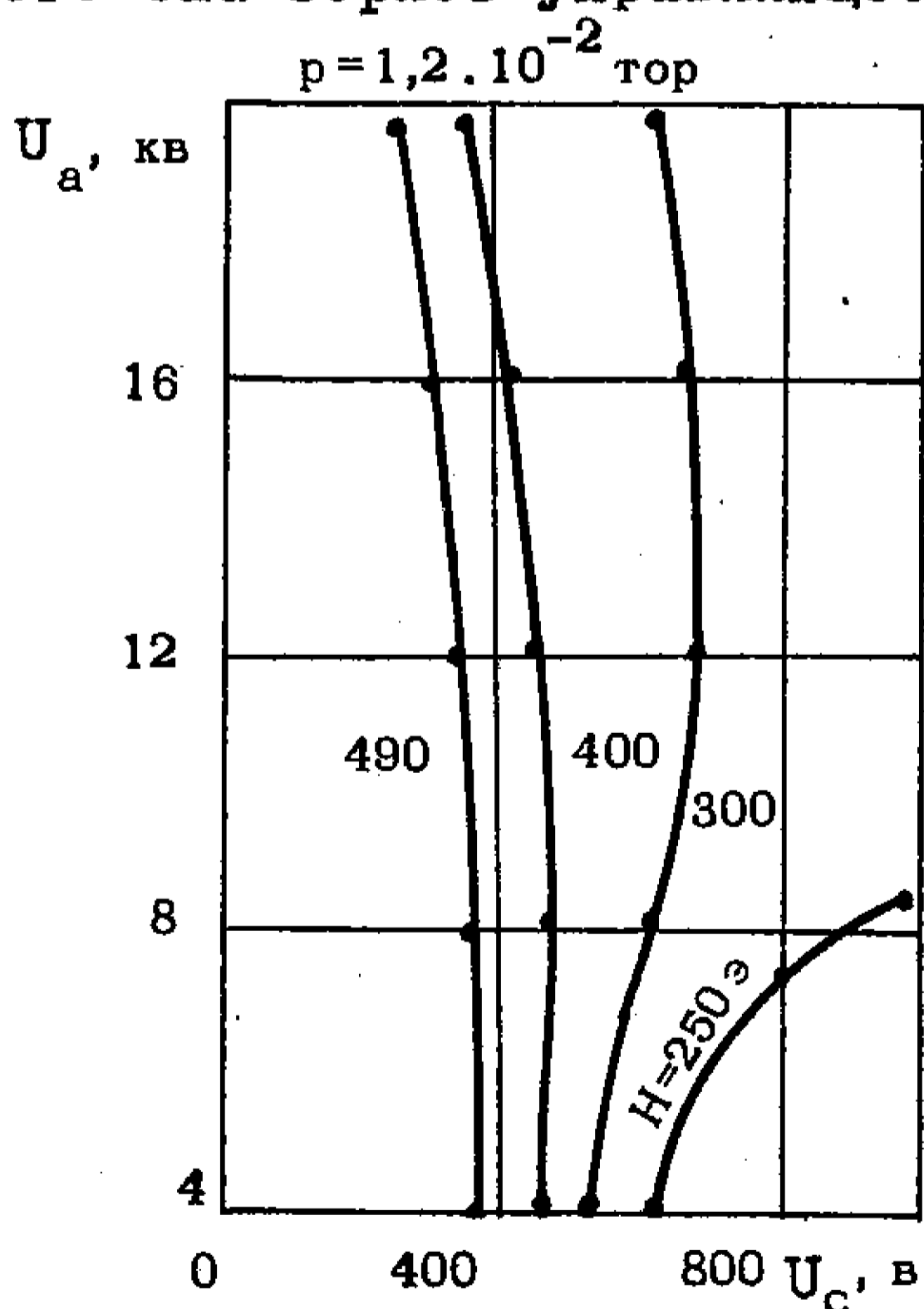


Рис.2. Статическая пусковая характеристика триотрона

пусковые характеристики $U_a = f(U_c)$ для одной из конструкций триотрона. Пусковая характеристика триотрона положительна и при увеличении напряженности магнитного поля сдвигается в область меньших потенциалов на управляющем электроде (увеличивается коэффициент ионизации газа α).

Импульсный режим накладывает свои особенности на характеристики и параметры триотронов и к ним должны предъявляться требования, аналогичные требованиям, предъявляемым к водородным тиратронам /3/.

Исследования проводились по классической схеме линейного импульсного

модулятора. Генератор управляющих импульсов позволял изменять в широких пределах частоту, длительность и амплитуду управляющих импульсов. В исследуемой схеме был применен экспоненциальный режим заряда линии. Длительность импульса анодного тока была равна 2 и 7 мксек.

Динамические характеристики зажигания триотрона

Для определения параметров управляющей цепи триотрона, таких как амплитуда сеточного импульса, его длительность, были сняты входные динамические характеристики $U_c = f(\tau_c)$ при различных значениях напряженности магнитного поля и давления (рис.3,4) и динамические пусковые характеристики $U_a = f(U_c)$ при разных τ_c (рис.5).

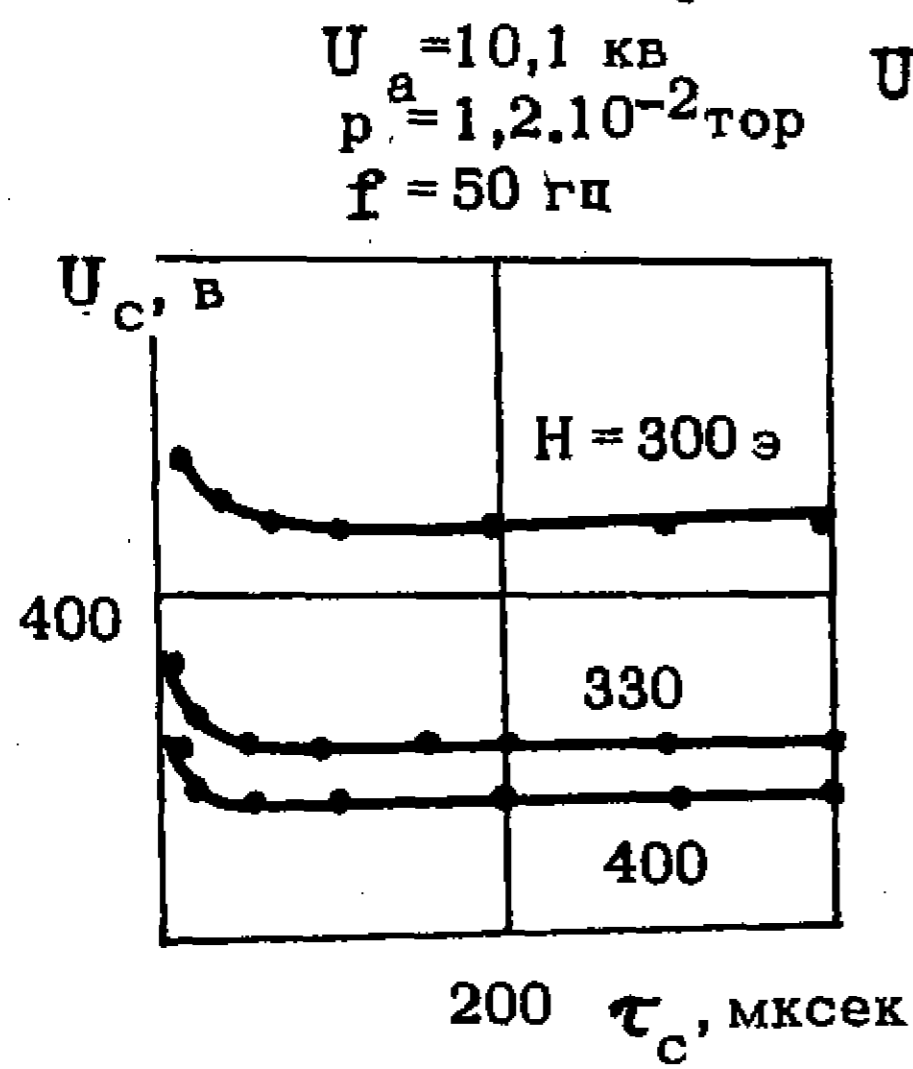


Рис.3. Входная динамическая характеристика триотрона

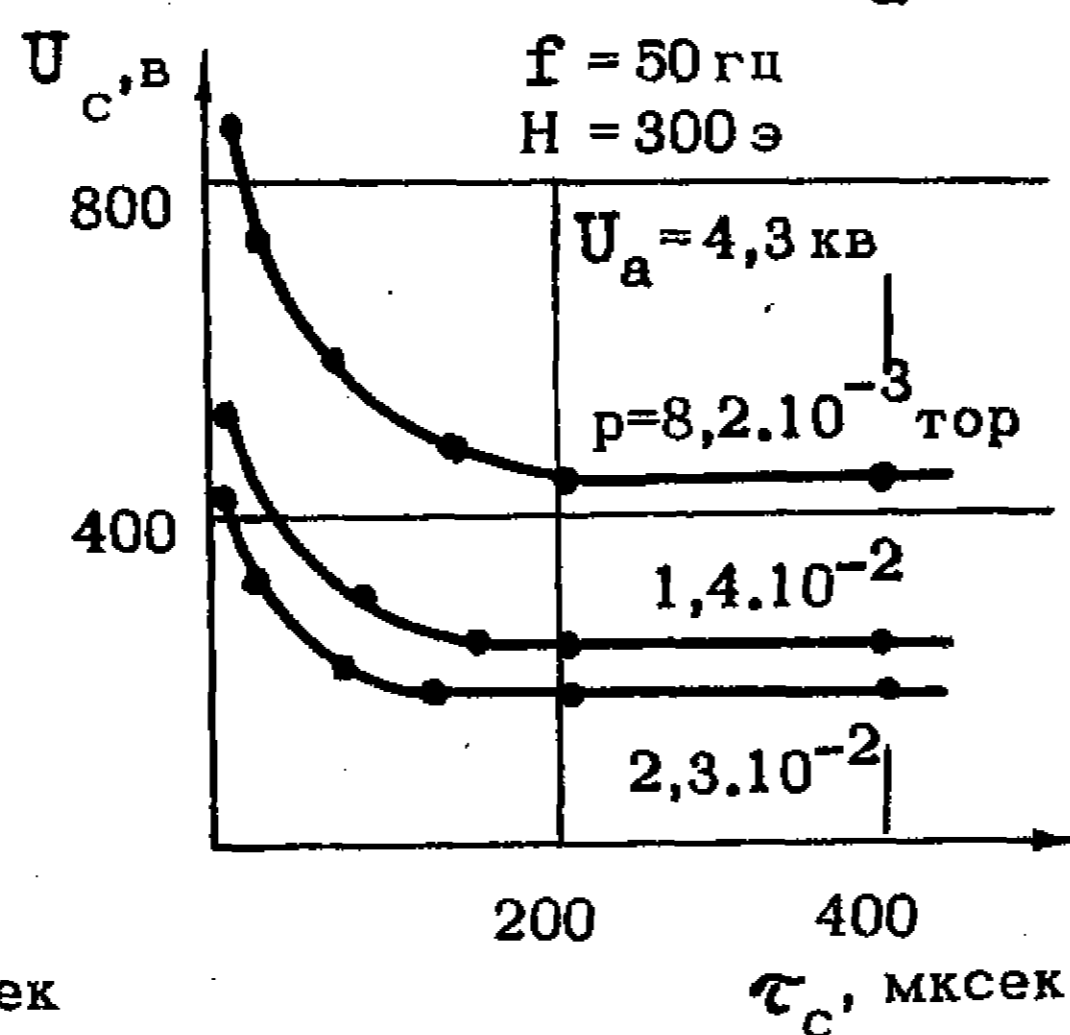


Рис.4. Входная динамическая характеристика триотрона

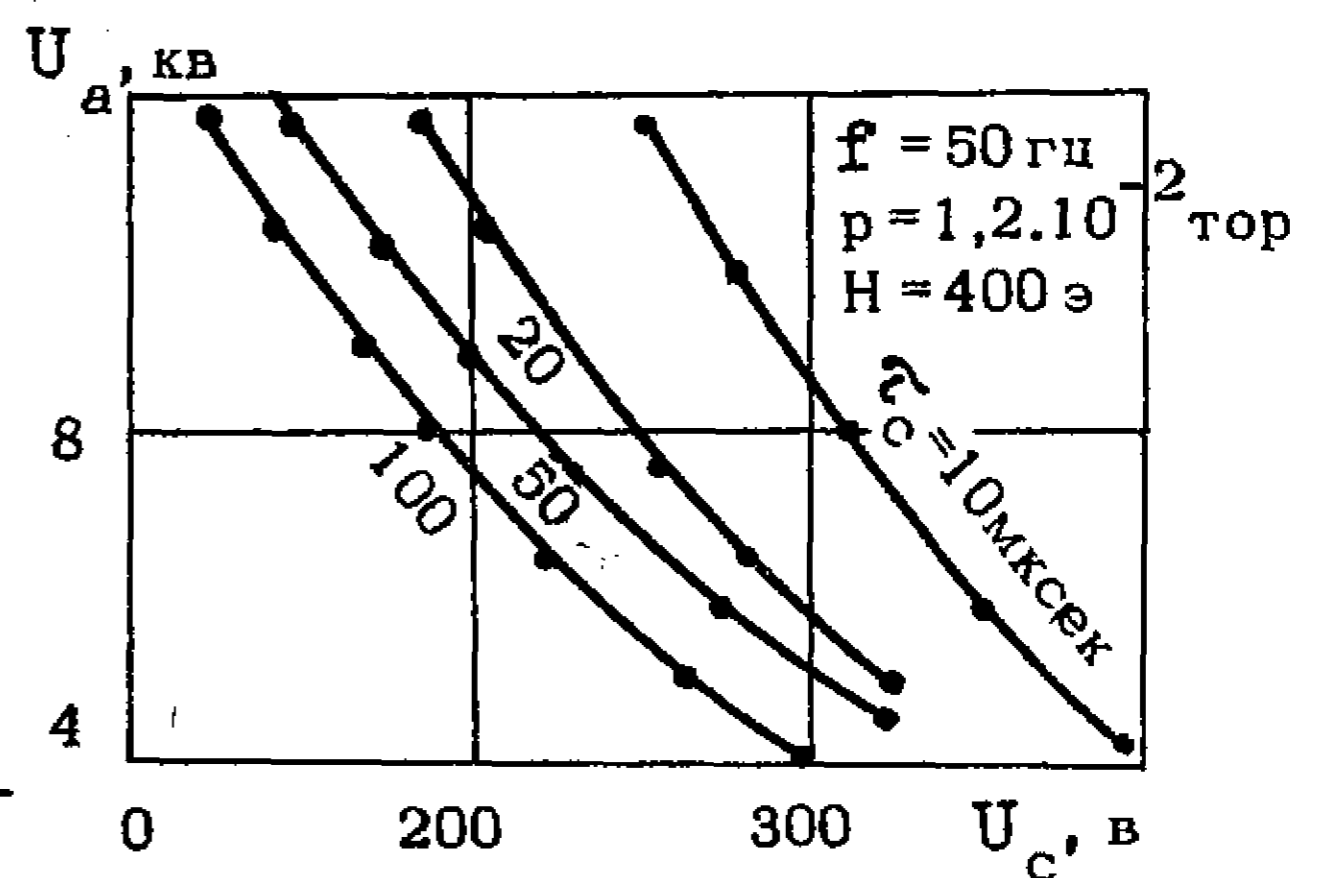


Рис.5. Динамическая пусковая характеристика триотрона

Необходимо отметить, что по сравнению с водородными тиратронами для управления зажиганием триотронов требуется небольшая мощность в цепи сетки – порядка долей ватта (благодаря потенциальному управлению). Это позволяет строить маломощные генераторы управляющих импульсов с большим внутренним сопротивлением и импульсным напряжением от 300 до 800 в.

Время пробоя (коммутации)

Время пробоя является одним из основных параметров триотрона, работающего в режиме импульсной модуляции. От него зависят максимальная крутизна фронта импульсов тока, потери мощности на аноде, жестчение газа. Исследование времени пробоя триотрона производилось по схеме импульсного модулятора с помощью емкостного делителя.

Время пробоя для триотрона уменьшается с увеличением анодного напряжения и напряженности магнитного поля и при соответствующем выборе U_a и H может быть доведено до 0,05 мксек.

Вольтамперная характеристика

На рис. 6 приведена типичная вольтамперная характеристика триотрона. Измерения падения напряжения на триотроне производились в

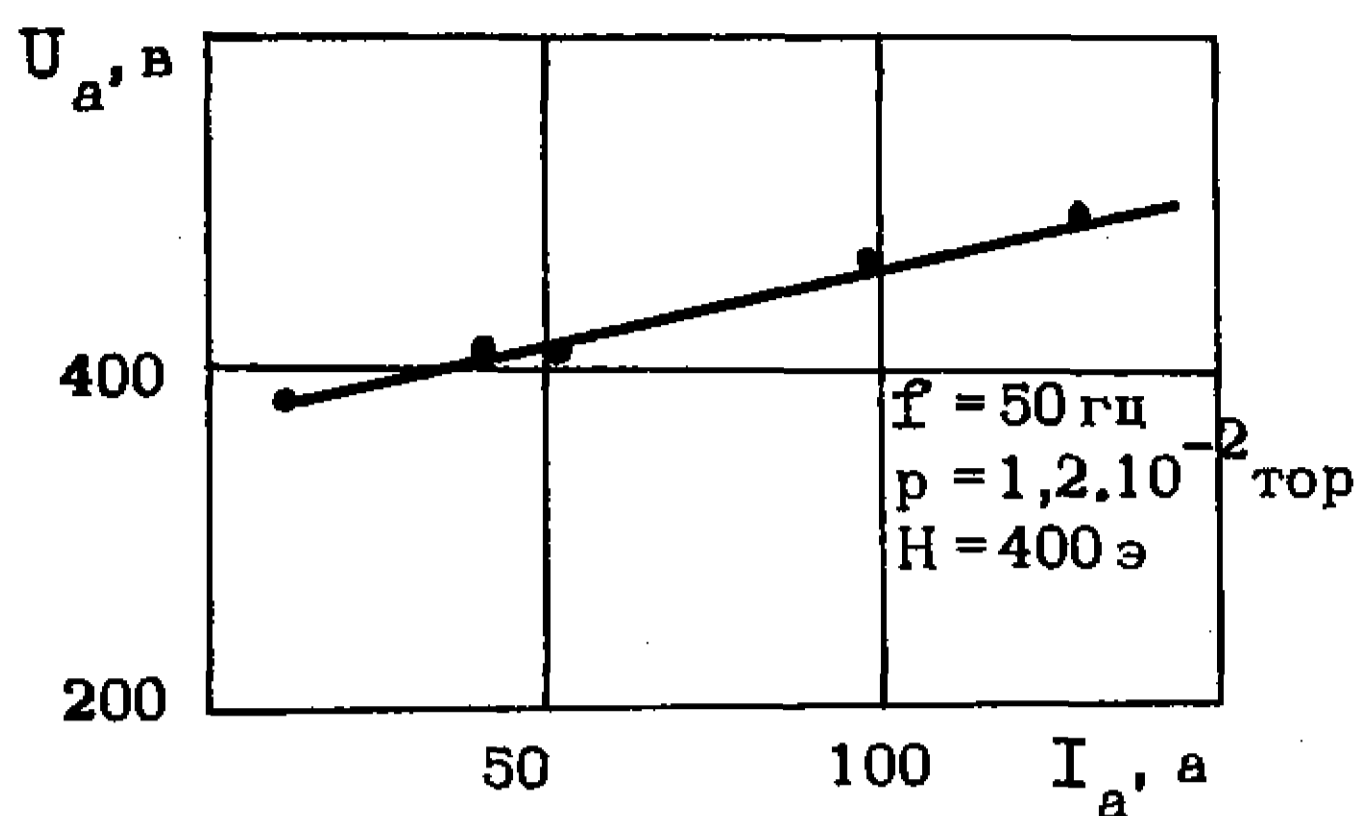


Рис.6. Вольтамперная характеристика триотрона

импульсной схеме при подключении триотрона последовательно с вспомогательным тиратроном, на анод которого подавалось высокое напряжение.

Импульсное падение напряжения при увеличении давления газа в триотроне и напряженности магнитного поля уменьшается.

Периодическая нестабильность зажигания триотрона

Периодическая нестабильность зажигания триотрона $\Delta\theta$ определялась по ширине линии переднего фронта на осциллограмме тока анода. Для измерения разброса фронта тока анода был использован осциллограф с высокой разрешающей способностью типа CI-20 (CI-54). Периодическая нестабильность зажигания триотрона уже при $U_a = 2,2$ кв не превышает 40 нсек и при увеличении U_a , H и тока генератора водорода может быть уменьшена до 5-10 нсек.

Время восстановления электрической прочности триотрона

Время восстановления изучали импульсным методом /4/. После прохождения токового импульса через триотрон на анод последнего подавали мерный импульс напряжения переменной амплитуды.

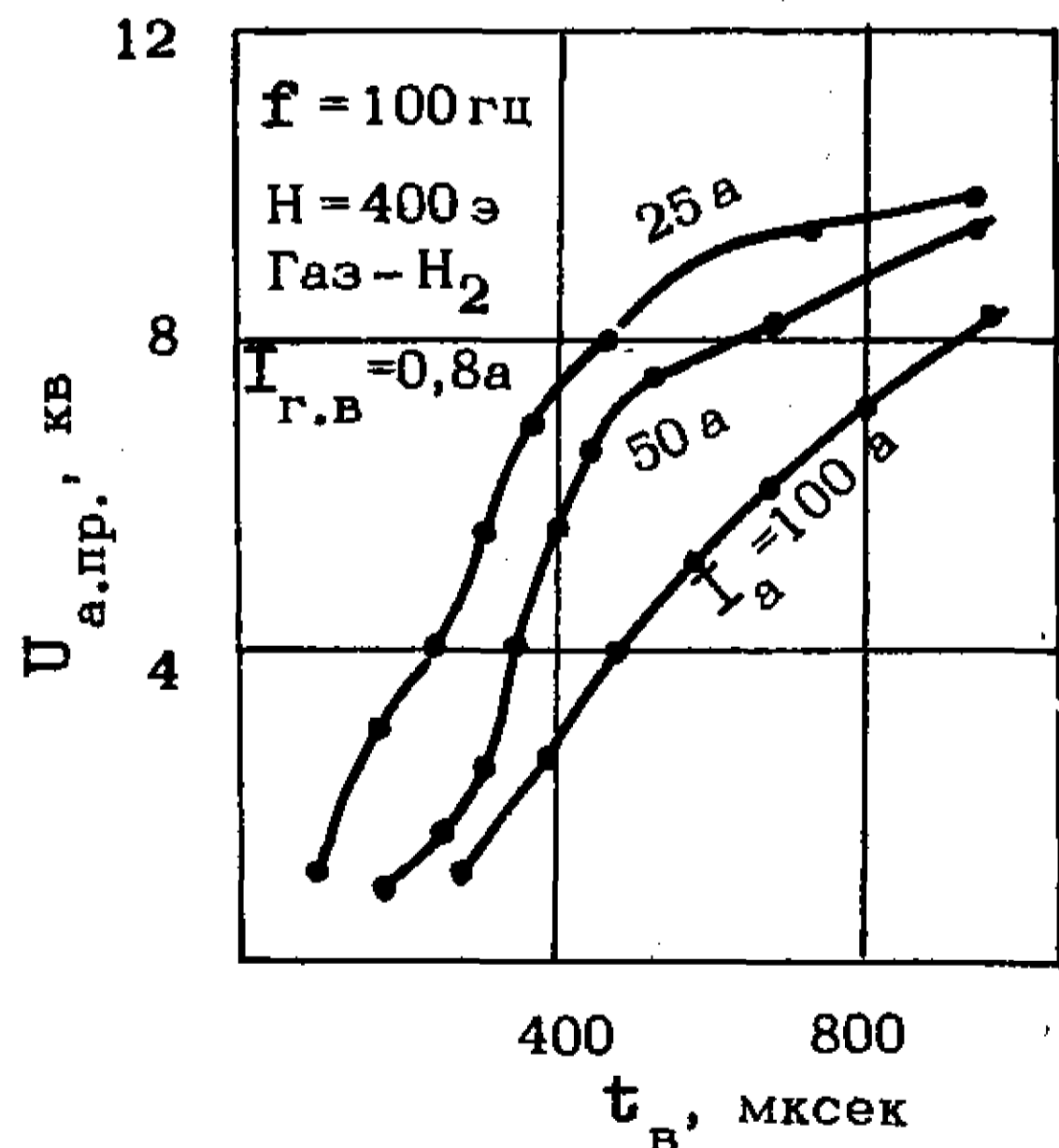


Рис.7. Кривые восстановления электрической прочности триотрона

Длительности токового и мерного импульсов составляли 7 и 6 мксек соответственно. На рис.7 приведены зависимости времени восстановления электрической прочности триотрона от анодного тока и давления (газ-водород).

На основании приведенных результатов исследования можно заключить, что по некоторым параметрам триотрон близок к импульсному тиратрону, что позволяет судить о возможности использования триотрона в схемах модуляторов и необходимости дальнейших исследований его в импульсном режиме.

В настоящее время разрабатывается прибор типа триотрон на импульсную мощность порядка 10-50 Мвт.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вишневский А.И., Солдатенко А.И., Шендаков А.И. Новые газоразрядные приборы со скрещенными электрическим и магнитным полями. Изв. вузов, сер. "Радиоэлектроника", 1968, т. XI, вып. 6.

2. Солдатенко А.И., Шендаков А.И., Шмырева Л.Н. Управляемый разрядник со скрещенными электрическим и магнитным полями. "Электронная техника", сер. 3 "Газоразрядные приборы", 1971, вып. 2.

3. Ворончев Т.А. Импульсные тиратроны. М., изд. "Сов. радио", 1958.

4. H.H.Wittenberg. Pulse Measuring of Deinization Time. "Electrical Engineering", 1950, v. 69.

Статья получена 2 июля 1971 г.

А.И.БАРАНОВ, В.А.КРЕСТОВ, А.С.ЛАРЮШИН,
А.С.СИЛКИН, Л.М.ТИХОМИРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТАСИТРОНА
В ИМПУЛЬСНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Приведены результаты экспериментального исследования работоспособности таситрона ТГУ1-10/7 в импульсном генераторе высокой частоты. Показано, что таситрон работает в импульсном генераторе при выходной импульсной колебательной мощности 25 квт и КПД генератора по анодной цепи 75%.

Установлено, что работоспособность таситрона и КПД генератора зависят от величины анодного напряжения в момент зажигания разряда.

Импульсные металлокерамические таситроны предназначены для работы в модуляторах с частичным разрядом накопительной емкости, но возможности их значительно шире.

Как и другие виды газоразрядных приборов с накалимым катодом, таситроны обеспечивают высокий коэффициент использования анодного напряжения (до 99%) вследствие низкого падения напряжения на приборе при прохождении тока. Кроме того, таситроны обладают малой инерционностью, что позволяет применять их при частотах следования импульсов до нескольких сотен килогерц. Приборы достаточно просты в управлении и имеют относительно небольшие габариты и вес по сравнению с вакуумными модуляторными и генераторными лампами. Время готовности таситронов не превышает 5 мин.

Все эти свойства таситронов делают их перспективными для применения в модуляторах с частичным разрядом накопительной емкости, в схемах линейных модуляторов и в генераторах периодических колебаний /1, 2, 3/.

В ряде случаев практический интерес представляет применение этих приборов в качестве ключевого элемента импульсных устройств для формирования мощных радиоимпульсов с частотой заполнения 10-500 кгц, периодом следования радиоимпульсов 0,1-0,5 сек и длительностью 10-100 мсек.

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования работоспособности таситрона ТГУ1-10/7 в импульсном генераторе высокой частоты, собранном по схеме, приведенной на рис. 1.

Основными элементами генератора являются таситрон Л1, накопитель С1, формирующая линия С1Л1Л2С2, колебательный контур С4Л3,

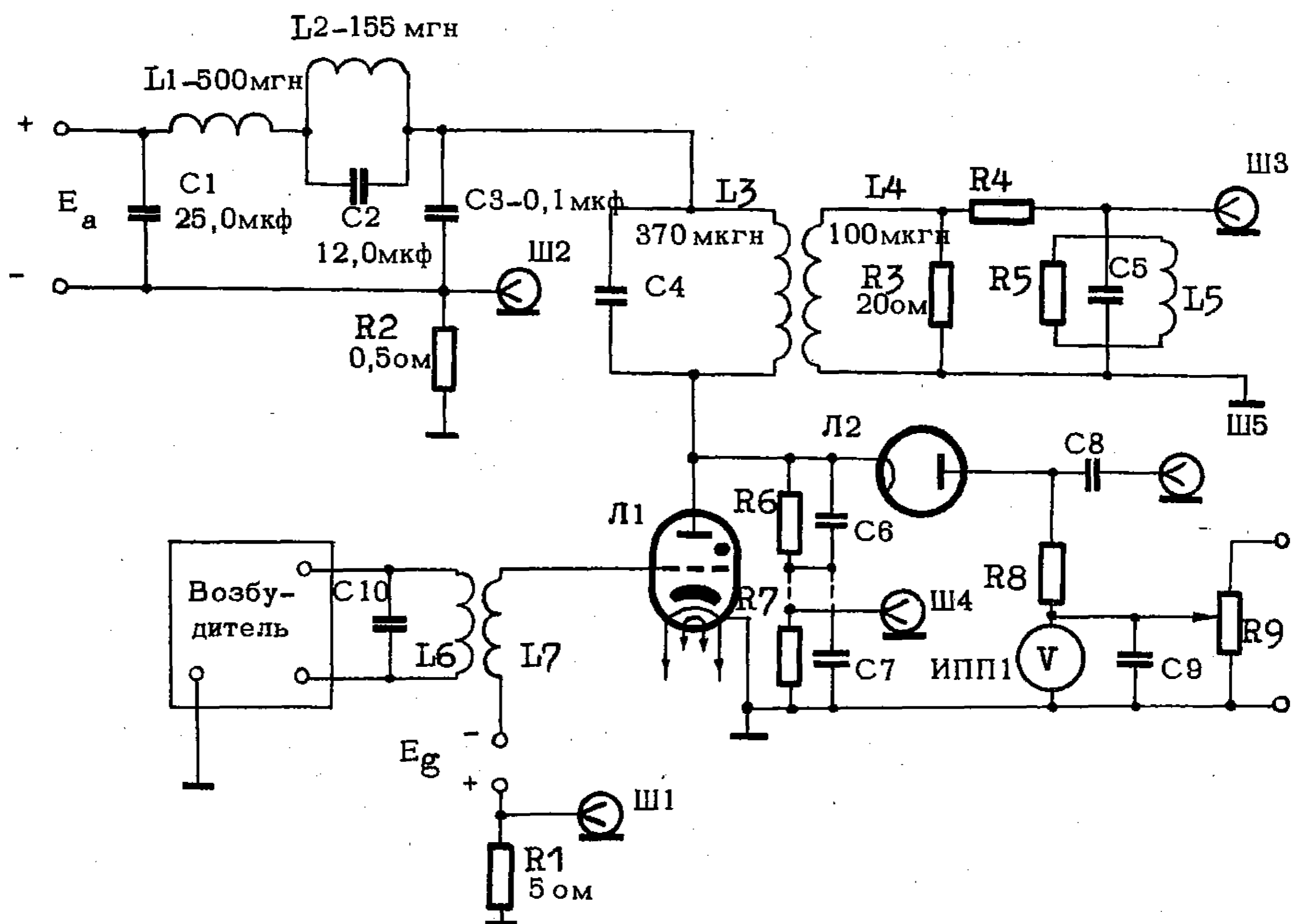


Рис. 1. Схема импульсного генератора высокой частоты

обмотка связи L_4 которого нагружена на активное сопротивление R_3 .

Принцип действия схемы основан на одновременном применении анодной и сеточной модуляции и заключается в следующем: в исходном состоянии таситрон заперт отрицательным напряжением смещения от источника E_g ; напряжения на аноде таситрона и конденсаторах C_1 и C_3 равны напряжению источника анодного питания E_a (рис. 2). В момент t_0 от возбуждателя на сетку таситрона подается в виде радиоимпульса, длительностью $\tau_{ри}$, высокочастотное синусоидальное напряжение (сеточная модуляция).

Зажигание таситрона происходит в момент t_1 , когда мощность возбуждения достигает необходимой величины, при этом конденсатор C_3 разряжается через таситрон L_1 и контур C_4L_3 , а напряжение на выходе формирующей линии и на аноде таситрона уменьшается до нуля. На участке от t_2 до t_3 импульсное напряжение анодного питания на выходе формирующей линии повышается до величины, примерно равной половине напряжения анодного источника (анодная модуляция).

Формирующая линия преобразует экспоненциально спадающее напряжение емкостного накопителя C_1 в импульс анодного питания таситрона, близкий по форме к прямоугольному, и позволяет получать радиоимпульсы большой длительности с минимальным спадом амплитуды при небольшой емкости накопителя.

На участке от t_2 до t_4 таситрон открывается в такт с положительными сигналами высокочастотного напряжения на сетке и своим анодным током восполняет энергию, расходуемую на активные потери в контуре.

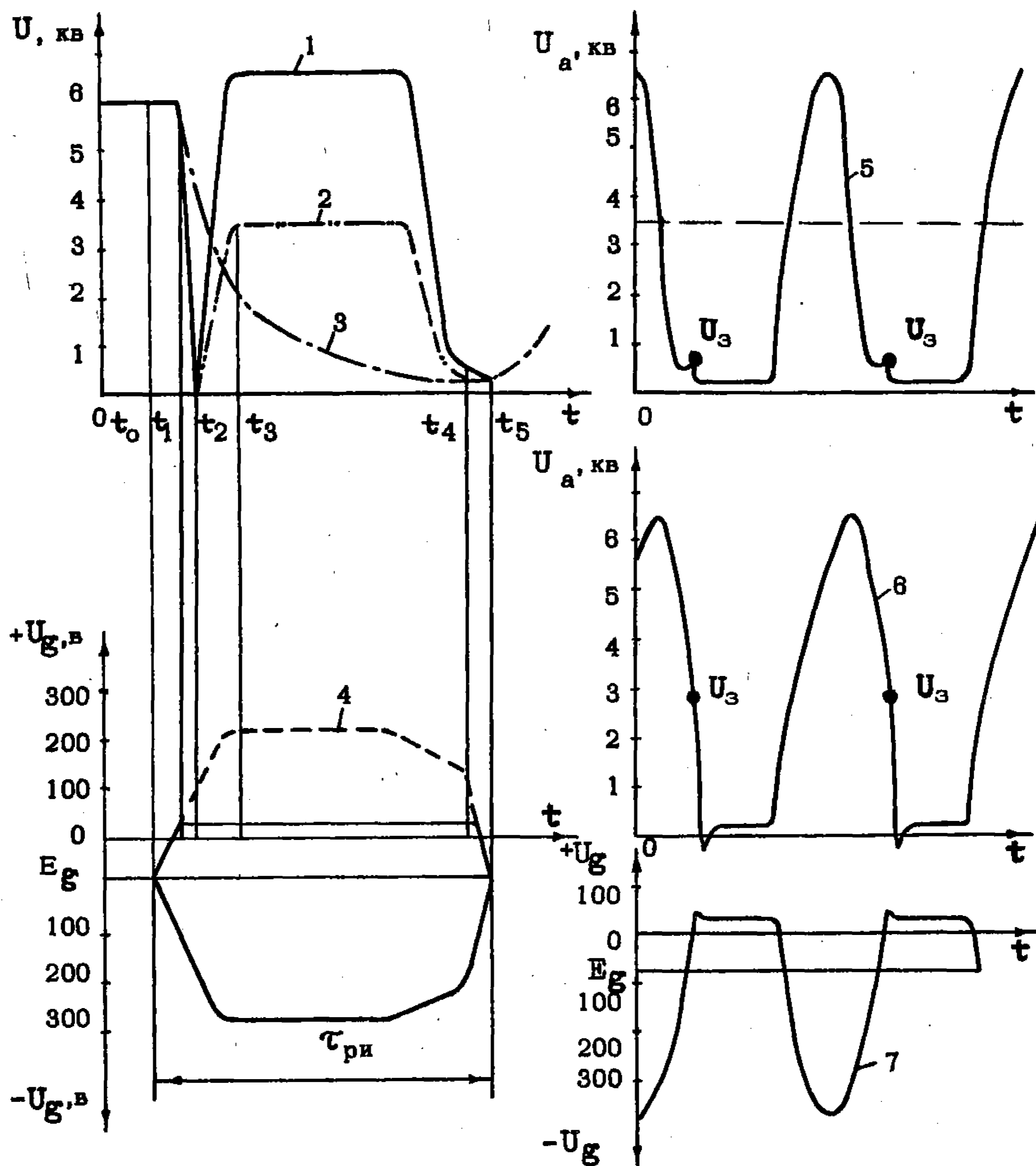


Рис.2. Осциллограммы напряжений в импульсном генераторе высокой частоты на аноде и сетке таситрона, на накопительном конденсаторе и на выходе формирующей линии:

1 - огибающая высокочастотного напряжения на аноде таситрона; 2 - напряжение на выходе формирующей линии; 3 - напряжение на накопительном конденсаторе C1; 4 - огибающая высокочастотного напряжения на сетке таситрона (пунктиром обозначено напряжение на выходе возбуждителя при отключенном таситроне); 5 - высокочастотное напряжение на аноде таситрона внутри радиоимпульса при $C4 = 0,025$ мкф; 6 - высокочастотное напряжение на аноде таситрона внутри радиоимпульса при $C4 = 0,035$ мкф; 7 - высокочастотное напряжение на сетке таситрона внутри радиоимпульса

В анодном контуре $C4L3$ возникают вынужденные незатухающие колебания с частотой, равной частоте колебаний напряжения на сетке таситрона. Амплитуда напряжения на аноде таситрона изменяется от величины напряжения горения (80-150 в) до величины, приблизительно в два раза превышающей амплитуду импульса анодного питания на выходе формирующей линии (рис.2, кривые 1,2,5,6). В момент t_4 формирующая линия почти полностью отдает энергию и амплитуда напряжения на аноде закрытого таситрона уменьшается до 250-300 в. В момент t_5 пре-

кращается подача на сетку таситрона запускающего радиоимпульса от возбуждителя, генерация прекращается и начинается заряд конденсаторов С1 и С3. С приходом следующего радиоимпульса на сетку таситрона процесс повторяется.

Режим работы таситрона изменяется в зависимости от величины элементов формирующей линии и анодного контура. Основное назначение конденсатора С3 — замыкать переменную составляющую анодного тока таситрона.

Исследование работоспособности таситрона в импульсном генераторе высокой частоты проводилось при длительности радиоимпульсов 10 мсек и частоте заполнения 50 кгц. Расчет элементов формирующей линии и анодного контура проводился по формулам, приведенным в работах /4,5/. Емкость конденсатора С3 подбиралась экспериментально. Величины элементов формирующей линии, индуктивностей L3, L4 и конденсатора С3 указаны на рис.1 и при проведении экспериментов оставались постоянными. Не менялась и связь между катушками L3 и L4. Коэффициент связи был равен 0,7.

Методика проведения экспериментов заключалась в следующем: для выбранных значений элементов анодного контура, амплитуды анодного напряжения $U_{ам}$, напряжения смещения E_g , амплитуды напряжения возбуждения U_{gm} , амплитуды сеточного тока I_{gm} , скважности радиоимпульсов $Q_{ри}$, напряжений накала катода $U_{нк}$ и генератора водорода $U_{нгв}$ определялись импульсная колебательная мощность $P_{~и}$ в нагрузке, коэффициент полезного действия генератора по анодной цепи η , амплитуда анодного тока таситрона $I_{ам}$, падение напряжения на таситроне $\Delta U_{а-к}$, температура баллона и устойчивость работы таситрона.

Импульсная колебательная мощность в нагрузке регулировалась изменением напряжения источника анодного питания E_a .

Измерения напряжений и токов производились с помощью осциллографов типа С I-8 и С I-3, подключаемых к частотно-независимому делителю R6R7C6C7, фильтру R5C5L5 и безындуктивным шунтам R1, R2.

Импульсная колебательная мощность в нагрузке рассчитывалась по формуле:

$$P_{~и} = 0,5 \frac{U_H^2}{R3} ,$$

где U_H — амплитуда напряжения на нагрузке R3

R3 — активное сопротивление нагрузки, равное 20 ом.

Коэффициент полезного действия генератора по анодной цепи вычисляли по формуле:

$$\eta = \frac{W_H}{W_c} .$$

Для этого сначала определяли энергию в нагрузке:

$$W_H = P_{~и} \cdot \tau_{и} ,$$

где $P_{\sim u}$ - импульсная колебательная мощность в нагрузке;
 τ_u - длительность выходного импульса,
а затем - энергию, запасенную в накопительном конденсаторе:

$$W_c = \frac{C \cdot U_{\text{нак}}^2}{2},$$

где $U_{\text{нак}}$ - напряжение на накопительном конденсаторе СІ;
 C - емкость накопителя СІ.

Определенный по указанной методике коэффициент полезного действия лампового генератора, собранного по схеме рис.І на лампах типа ГМИ-І6, не превышал во всех экспериментах 35%.

Падение напряжения на таситроне измерялось с помощью компенсационного вольтметра с обращенной схемой включения. Температура баллона измерялась с помощью хромель-алюмелевой термопары.

При проведении экспериментов было установлено, что таситрон в импульсном генераторе устойчиво работает при значительно меньшем напряжении смещения, чем в модуляторном режиме, где оно должно быть не менее 300 в. Исследование пусковой характеристики в статическом режиме показало, что при номинальном напряжении анода 7 кв зажигание разряда в таситроне происходит при отрицательном напряжении на сетке порядка 5-10 в, т.е. таситрон имеет отрицательную пусковую характеристику. Поэтому в дальнейших экспериментах на сетку таситрона подавали отрицательное напряжение смещения, равное 80 в. Это позволило резко снизить мощность возбуждения по сравнению с модуляторным режимом, сохранив для надежного гашения разряда максимальное значение отрицательного напряжения на сетке таситрона на уровне 300 в за счет отрицательной полуволны синусоидального напряжения (рис.2, кривые 4,7). Амплитуда импульса возбуждения при отключенном таситроне во всех экспериментах была не менее 240 в, падение напряжения на участке сетка-катод при зажигании таситрона равнялось 30-40 в, а импульсный ток сетки при этом был порядка 3-5 а.

Известно, что допустимые эксплуатационные значения большинства параметров любого газоразрядного прибора, в том числе и таситрона, определяются потерями мощности, которые зависят от схемы применения и режима работы прибора.

Для оценки допустимого эксплуатационного режима таситрона, работающего в импульсных генераторных режимах, измерялась температура его баллона и сравнивалась с температурой баллона таситрона, работающего в типовом модуляторном режиме:

$$\begin{aligned} U_{\text{ам}} &= 7,0 \text{ кв}; & I_{\text{ам}} &= 10 \text{ а}; & \tau_u &= 1 \text{ мксек}; & Q &= 1000; \\ U_{\text{gm}} &= 500 \text{ в}; & E_g &= -300 \text{ в}; & I_{\text{gm}} &= 3 \text{ а}; & U_{\text{нк}}=U_{\text{нгв}} &= 6,3 \text{ в}. \end{aligned}$$

Хотя такой метод и не учитывает импульсного распределения температуры на электродах, однако по полученным данным совместно с данными по испытанию таситронов на устойчивость работы и долговеч-

ность можно сделать выводы о работоспособности таситронов в соответствующих режимах.

Измерения температуры баллона проводились в типовом модуляторном и генераторных режимах на одном и том же таситроне. Результаты исследования работоспособности таситрона в генераторных режимах приведены на рис. 2-4.

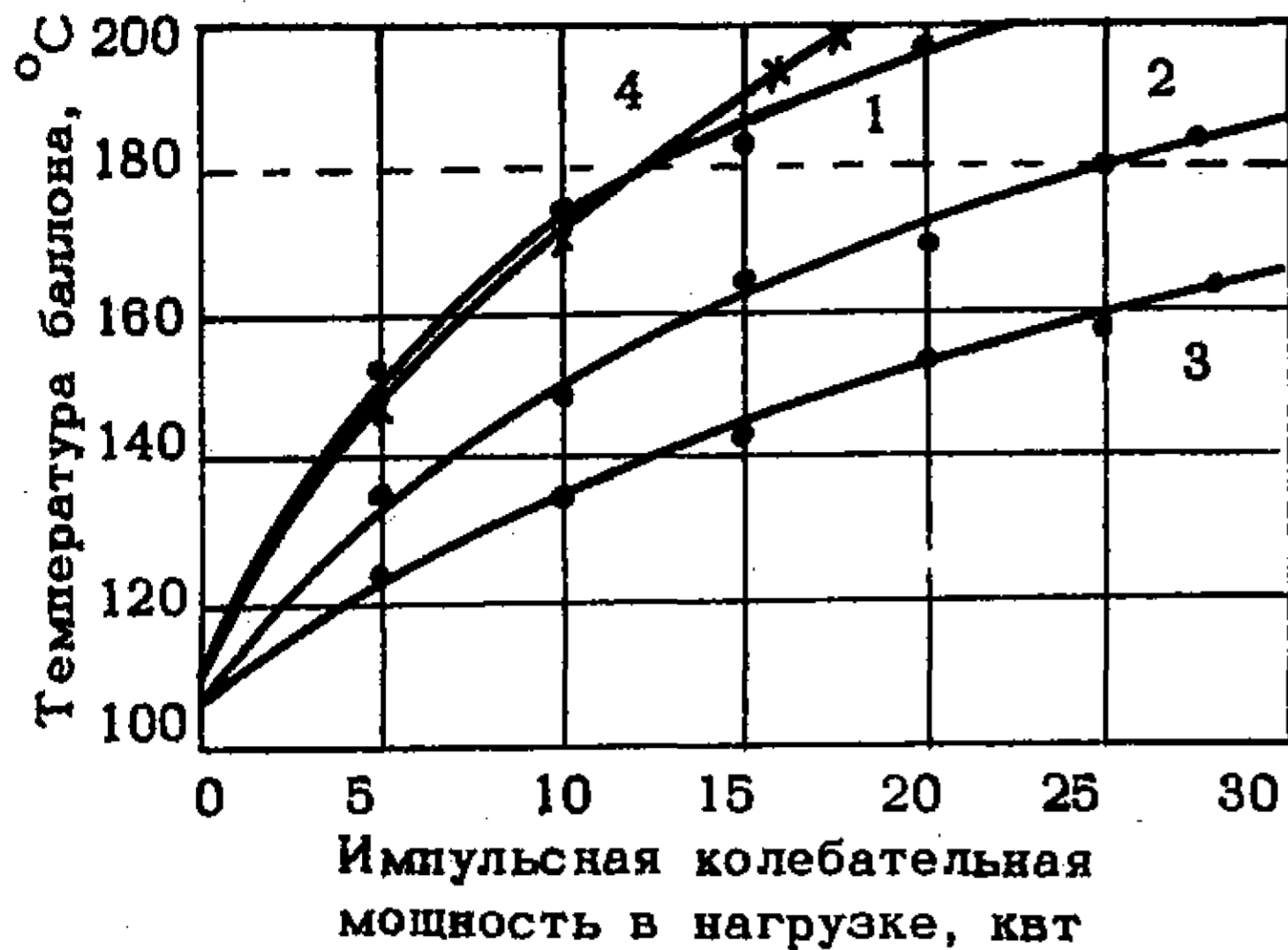


Рис.3. Зависимость температуры баллона от импульсной колебательной мощности в нагрузке:
 1-4 - $U_{нк} = U_{нгв} = 6,3$ в; $E_g = -80$ в;
 $I_{gm} = 3+5$ а; $U_{gm} = 300$ в; $\tau_{ри} = 10$ мсек;
 $f = 50$ кгц
 1-3 - $C4 = 0,025$ мкф; 4 - $C4 = 0,035$ мкф
 1 - $Q_{ри} = 20$; 2,4 - $Q_{ри} = 40$; 3 - $Q_{ри} = 80$

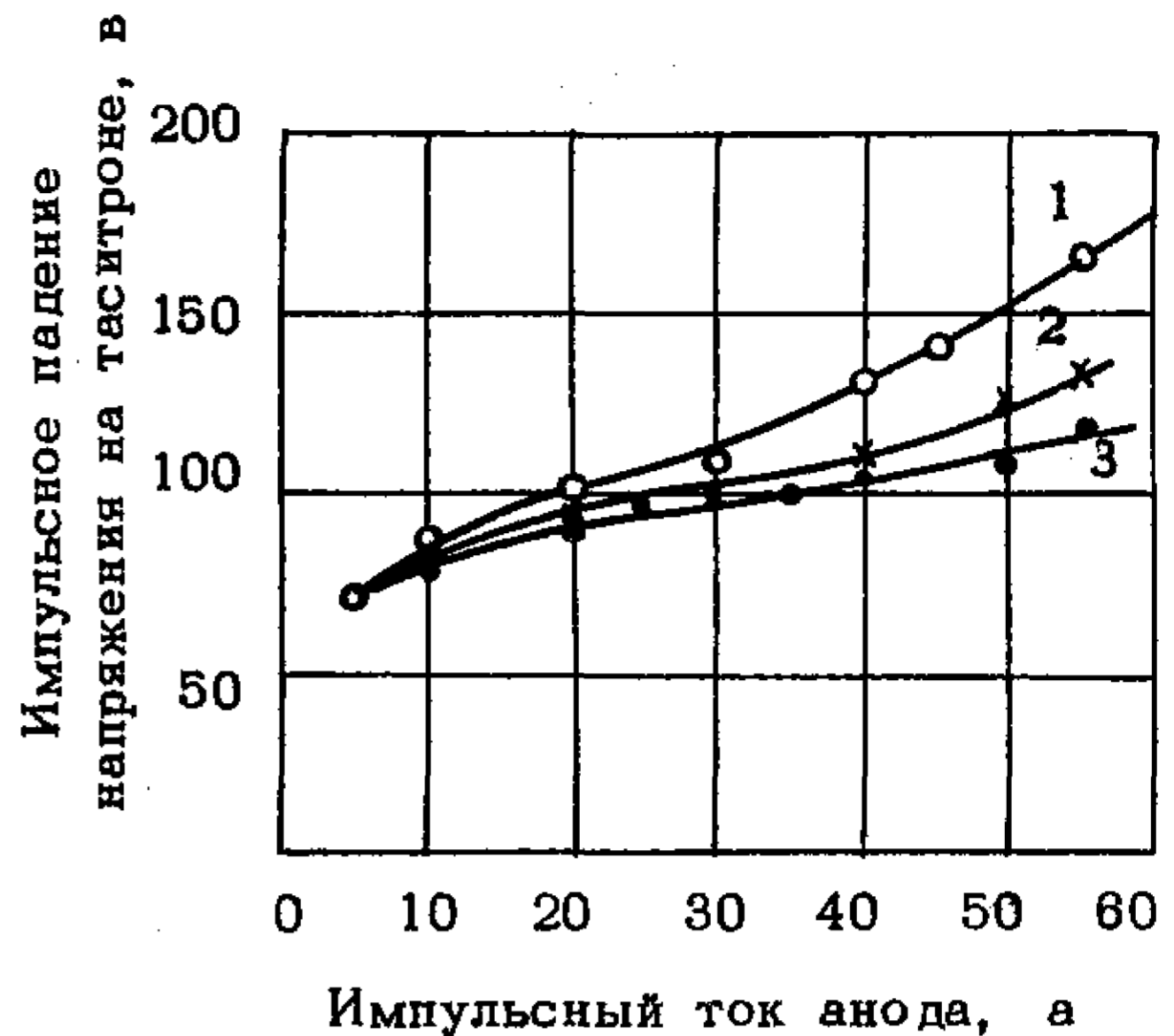


Рис.4. Импульсные вольтамперные характеристики таситрона ТГУ1-10/7 при длительности анодного тока 9-9,5 мсек:
 1 - $U_{нк} = U_{нгв} = 6,0$ в;
 2 - $U_{нк} = U_{нгв} = 6,3$ в;
 3 - $U_{нк} = U_{нгв} = 6,6$ в

На рис.3 показаны кривые зависимости температуры баллона от импульсной колебательной мощности в нагрузке при разной скважности радиоимпульсов и различных элементах анодного контура. На том же рисунке пунктиром отмечена температура баллона таситрона, работающего в типовом модуляторном режиме, равная 180°C . Можно полагать, что все точки на кривых, лежащие ниже 180°C , соответствуют допустимым режимам работы таситрона ТГУ1-10/7 в импульсном генераторе высокой частоты. Для подтверждения этого вывода были проведены длительные испытания таситронов в режиме, близком по тепловым потерям к типовому модуляторному.

Испытания проводились при $U_{ам} = 6,6$ кв, $f = 50$ кгц, $\tau_{ри} = 10$ мсек, $Q_{ри} = 40$, $U_{gm} = 300$ в, $I_{gm} = 3+5$ а, $U_{нк} = U_{нгв} = 6,3$ в, $C4 = 0,025$ мкф, $L3 = 370$ мкгн, $L4 = 100$ мкгн, $E_g = -80$ в.

В процессе испытаний поддерживались постоянными напряжение анода и напряжения накалов катода и генератора водорода. Таситроны испытывались в течение 300 час и были сняты с испытаний годными. В процессе испытаний контролировались импульсная колебательная мощность в нагрузке, падение напряжения на таситроне, устойчивость работы. Существенного изменения контролируемых параметров за 300 час испытаний обнаружено не было. Приборы работали устойчиво, падение

напряжения на таситроне не превышало 150 в при амплитуде анодного тока порядка 45 а (импульсные вольтамперные характеристики приведены на рис.4), импульсная колебательная мощность составляла 25квт и коэффициент полезного действия генератора по анодной цепи был равен 75%.

Большое значение для нормальной работы таситрона имеет момент зажигания разряда. В данной работе момент зажигания разряда и соответствующая ему величина анодного напряжения изменялись путем изменения емкости C_4 (рис.1).

Из рис. 2 (кривые 5, 6) видно, что при увеличении емкости C_4 с 0,025 до 0,035 мкф значительно изменяется напряжение зажигания U_3 и форма напряжения на аноде таситрона внутри радиоимпульса. Увеличение анодного напряжения в момент зажигания разряда в таситроне приводит к снижению коэффициента полезного действия генератора по анодной цепи с 75 до 70%. Температура же баллона таситрона увеличивается очень сильно (рис. 3, кривые 2, 4), что можно объяснить ростом потерь мощности в таситроне за счет возрастания стартовых потерь. Таситрон с емкостью анодного контура $C_4 = 0,035$ мкф работает устойчиво при выходной импульсной колебательной мощности не более 12 квт, в то время как при емкости $C_4 = 0,025$ мкф мощность может быть увеличена до 25 квт.

Влияние скважности радиоимпульсов на работоспособность таситрона показано на рис.3 (кривые 1,2,3). При $Q_{ри} = 80$ температура баллона не превышает 170°C при $P_{\sim и} = 30$ квт и $U_{ам} = 7,0$ кв. При дальнейшем увеличении $P_{\sim и}$, когда анодное напряжение превышало 7 кв, наблюдались пробой в таситроне и он работал неустойчиво.

По результатам экспериментального исследования работоспособности таситронов ТГУ1 - 10/7 в импульсном генераторе высокой частоты можно сделать следующие выводы:

1. Таситрон ТГУ1-10/7 работает в схеме импульсного генератора при амплитуде анодного тока до 50 а, анодном напряжении до 7 кв, длительности радиоимпульсов 10 мсек, частоте заполнения 50 кгц и скважности радиоимпульсов 40, обеспечивая устойчивую работу генератора при выходной импульсной колебательной мощности 25 квт.

2. Работоспособность таситрона и КПД генератора по анодной цепи зависят от величины анодного напряжения в момент зажигания разряда.

3. Использование таситрона ТГУ1-10/7 в качестве коммутирующего элемента позволяет повысить КПД импульсного генератора по анодной цепи до 75%, в то время как для таких же ламповых генераторов он обычно не превышает 35%.

4. В импульсном генераторе таситрон ТГУ1-10/7 устойчиво работает при средней мощности в нагрузке приблизительно в 9 раз большей, чем в типовом модуляторном режиме, при этом мощность возбудителя может быть значительно снижена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артым А.Д., Кухарев В.Г. Расчет генераторов затухающих ВЧ - колебаний на таситронах. "Электронная техника", сер.3 "Газоразрядные приборы", 1966, вып.3.
2. Садыков Э.А. Ключевые генераторы и область их применения. Изв. АН Киргизской ССР, 1968, вып. 6.
3. Вилков А.Н., Лебедева Л.В., Попов В.К. Исследование работоспособности таситронов в импульсных устройствах. Труды конференций по электронной технике. "Газоразрядные приборы", вып. 2(18), 1970.
4. Литвиненко О.Н., Сошников В.И. Расчет формирующих линий. Киев, изд. "Наука", 1962.
5. Хмельницкий Е.П. Работа лампового генератора на расстроенный контур. Связьиздат, 1962.

Статья поступила 6 декабря 1971 г.

ВЛИЯНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА НА ПРОНИЦАЕМОСТЬ
ГЕЛИЯ И НЕОНА СКВОЗЬ СТЕКЛО

Изучена проницаемость гелия и неона сквозь стекло в присутствии разряда. Полученные результаты позволили создать миниатюрные натекатели инертных газов для газоразрядных приборов.

При работе газоразрядных приборов происходит постепенное уменьшение давления рабочего газа вследствие процессов жестчения. Для компенсации потерь газа газоразрядные приборы, содержащие гелий или неон в составе газового наполнения, снабжаются различными генераторами газа, в частности диффузионными натекателями. Такие натекатели гелия /1/ или неона /2/ представляют собой стеклянную или кварцевую ампулу, наполненную газом при повышенном давлении. Снаружи ампулы размещается подогреватель, окруженный металлическим экраном. Вытекание газа из ампулы происходит за счет его диффузии через нагретую оболочку ампулы, при этом поток газа регулируется мощностью нагрева.

Указанные натекатели имеют несколько существенных недостатков. Для нагрева ампулы требуется довольно большая мощность; размещенные снаружи ампулы подогреватель и экран являются источниками загрязнений; габариты ампулы велики.

Вместе с тем хорошо известно /3/, что стекло при ионной бомбардировке его поверхности эффективно захватывает газ. Следовательно, можно ожидать, что при достаточно интенсивной ионной бомбардировке в приповерхностном слое стекла можно создать значительно более высокую концентрацию газа по сравнению с концентрацией, образующейся при отсутствии ионной бомбардировки. Это в свою очередь позволит ускорить диффузию газа сквозь стекло.

Настоящая работа была предпринята для исследования влияния газового разряда на проницаемость гелия и неона сквозь стекло с целью создания эффективного натекателя газа для газоразрядных приборов.

Экспериментальный макет представлял собой герметично запаянную стеклянную ампулу объемом около 2 см^3 с впаянными в нее выводами, к которым приваривались металлические катод и анод. Наполненные гелием или неоном до заданного давления макеты испытывались на величину потока газа сквозь оболочку. При этом в одном случае в макете зажигался разряд, оболочка другого макета нагревалась без разряда. Были приняты специальные меры, обеспечивающие в обоих случаях оди-

наковую температуру оболочек. Поток гелия или неона регистрировался с помощью омегатрона РМО-4С и прибора ИПДО-1 по методике, описанной в работе /4/, с применением стандартной калиброванной течи. Величина потока рассчитывалась с помощью экспериментально определенного потока гелия или неона из калиброванной течи по уравнению:

$$\Pi_i = \Pi_s \frac{h_i}{h_s} \cdot \frac{t_s}{t_i},$$

где Π_i , Π_s - величины потоков газа из макета и из калиброванной течи соответственно;

h_i , h_s - величины пиков ионного тока, соответствующие парциальным давлениям газа в камерах с экспериментальным макетом и с калиброванной течью;

t_i , t_s - время накопления газа в камерах с макетом и с калиброванной течью соответственно.

С помощью масс-спектрометра МХ - 1303 было установлено, что в проникающем сквозь стекло экспериментального макета инертном газе примеси молекулярных газов отсутствуют. Воспроизводимость величины потока газа была определена на различных макетах при разрядном токе 90 ма и давлении газа в ампуле 70 тор. Разброс значений не превышал $\pm 12\%$.

Влияние разряда на газопроницаемость можно оценить на примере системы "гелий - стекло С87-1", результаты исследования которой представлены на рис.1. На этом рисунке кривая 1 показывает проницаемость гелия сквозь стекло при термическом нагреве макета без разряда. Возбуждение разряда в макете при одинаковой установившейся температуре оболочки вызывает увеличение газопроницаемости в 2-3 раза (кривая 3). Наличие на внутренней поверхности стеклянной оболочки предварительно нанесенной катодным распылением металлической пленки снижает проницаемость гелия сквозь стекло в присутствии разряда до уровня, соответствующего проницаемости при термическом нагреве макета без разряда (кривая 2).

В результате проведенных экспериментов было обнаружено, что у вновь изготовленных макетов постоянная величина потока инертного газа сквозь оболочку при заданной величине разрядного тока устанавливается в течение 10-12 час. На рис.2 для системы "неон - стекло С49-2" представлена динамика газопроницаемости; видно, что время установления потока не зависит от давления инертного газа в диапазоне давлений от 30 до 70 тор. После насыщения стекла инертным газом при последующих измерениях на том же макете постоянный поток газа устанавливается в течение 10-15 мин. Испытания макетов показали, что установившийся поток инертного газа сквозь стекло возрастает с увеличением разрядного тока (рис. 3) и давления газа (рис.4).

На величину потока газа большое влияние оказывает состав стекла. Так, например, поток неона сквозь стекло С40-1 в 6 раз выше потока

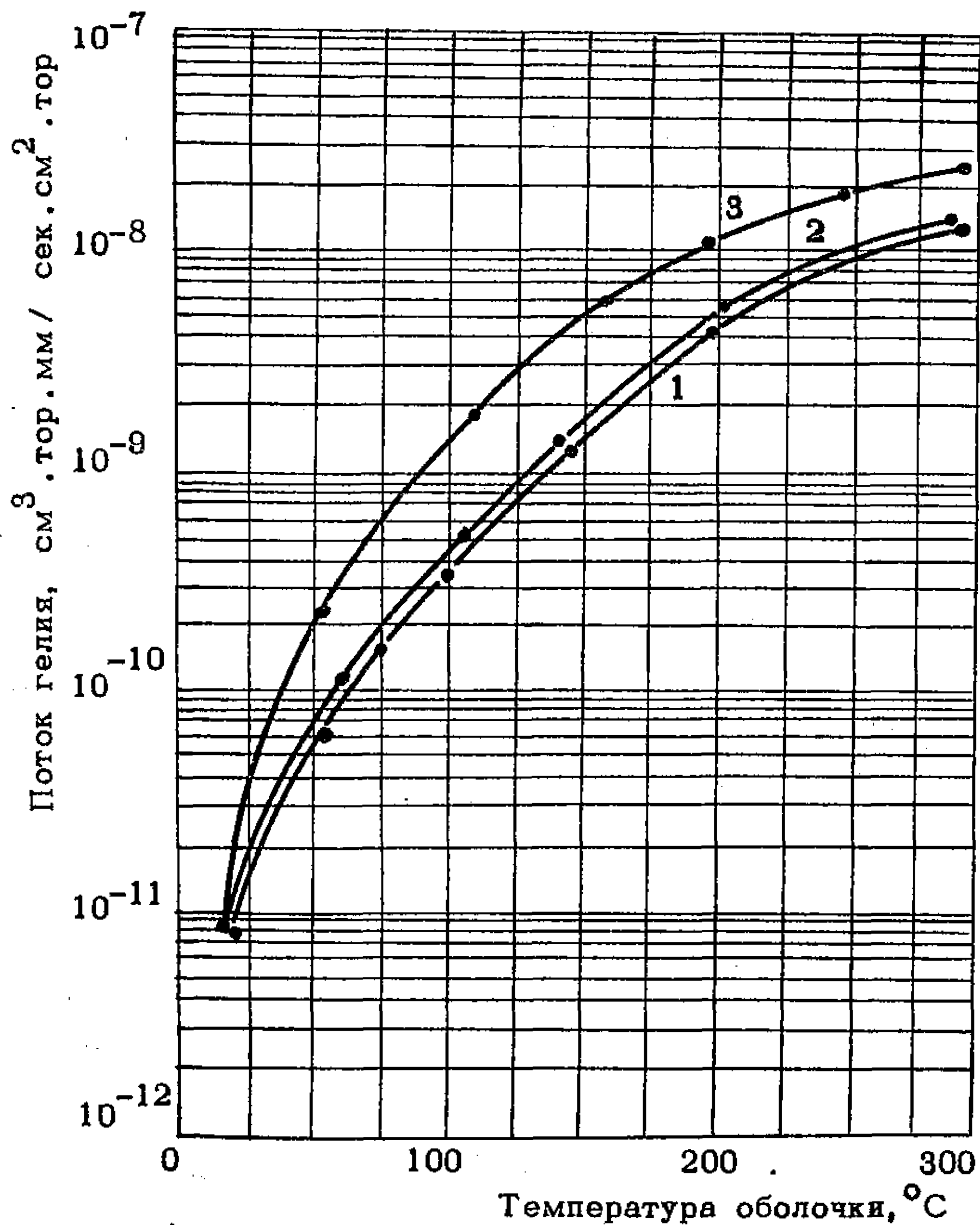


Рис.1. Зависимость потока гелия через стеклянную оболочку от температуры оболочки (стекло С87-1):
 1 - макет безразрядный; 2 - макет разрядный с металлической пленкой на внутренней поверхности оболочки; 3 - макет разрядный без металлической пленки

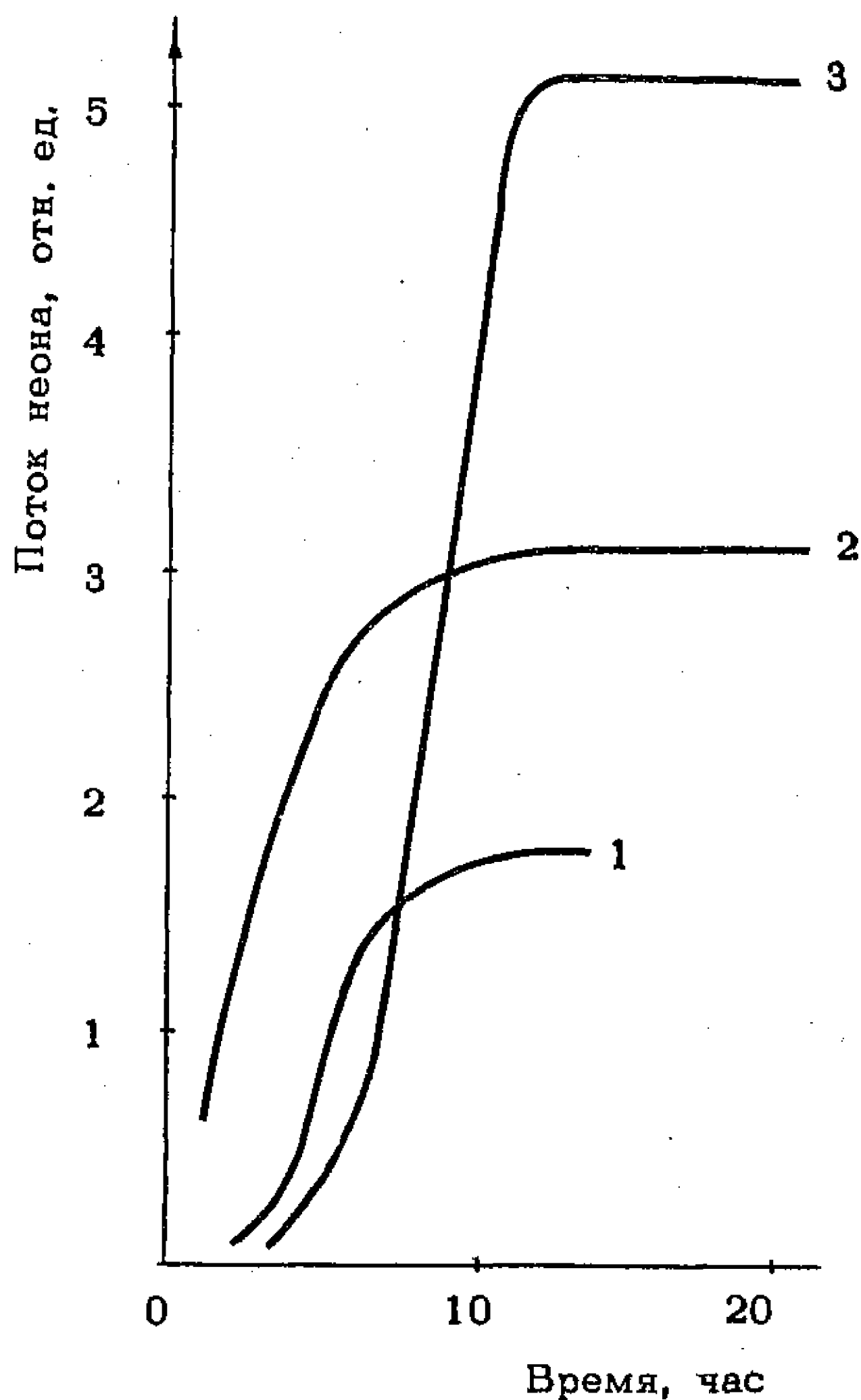


Рис.2. Установление потока неона из натекателя в процессе "активировки".
 Стекло С49-2, давление неона: 1 - 30 тор; 2 - 40 тор; 3 - 70 тор

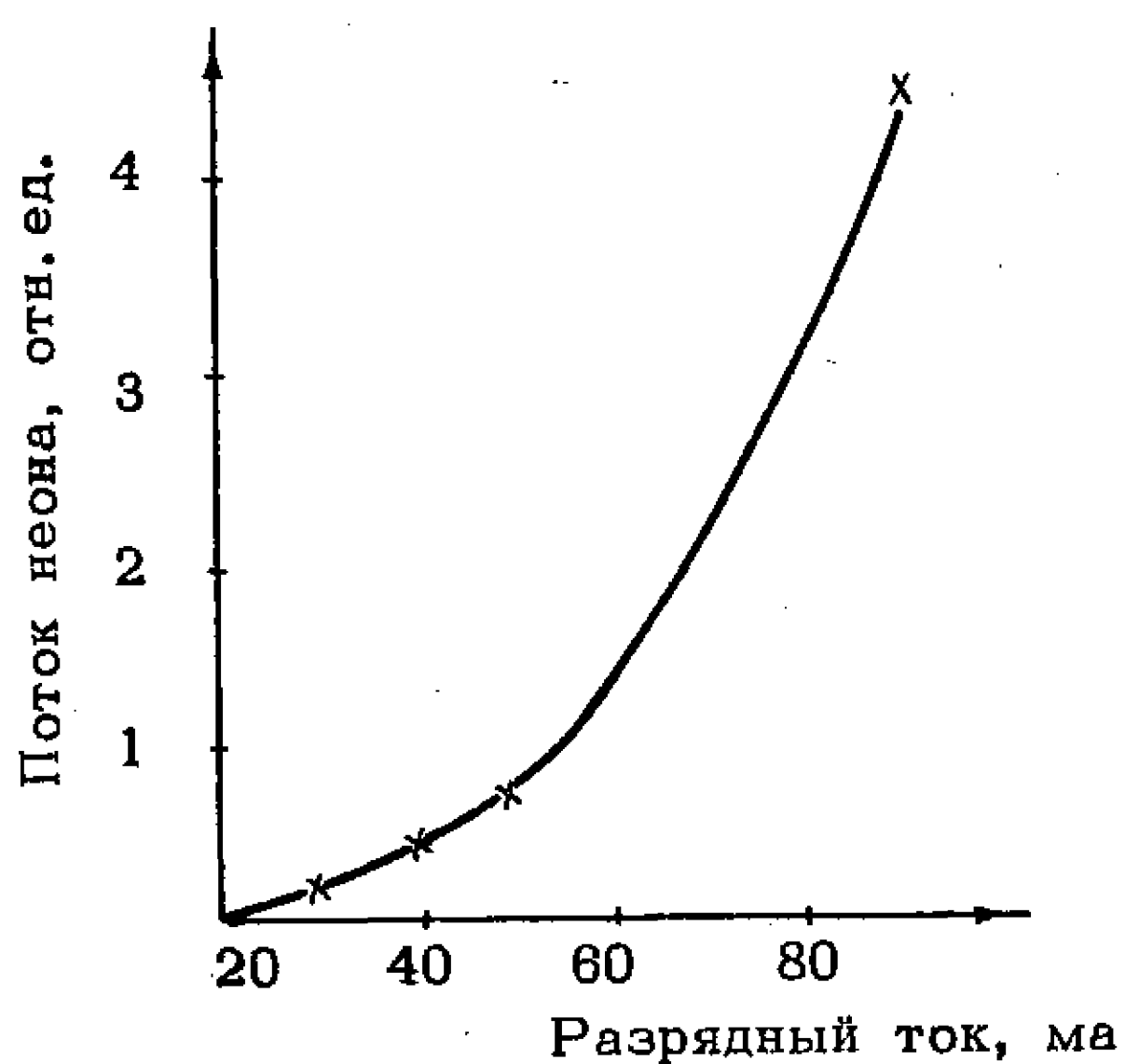


Рис.3. Зависимость величины потока неона от разрядного тока. Стекло С49-2, давление неона 70 тор

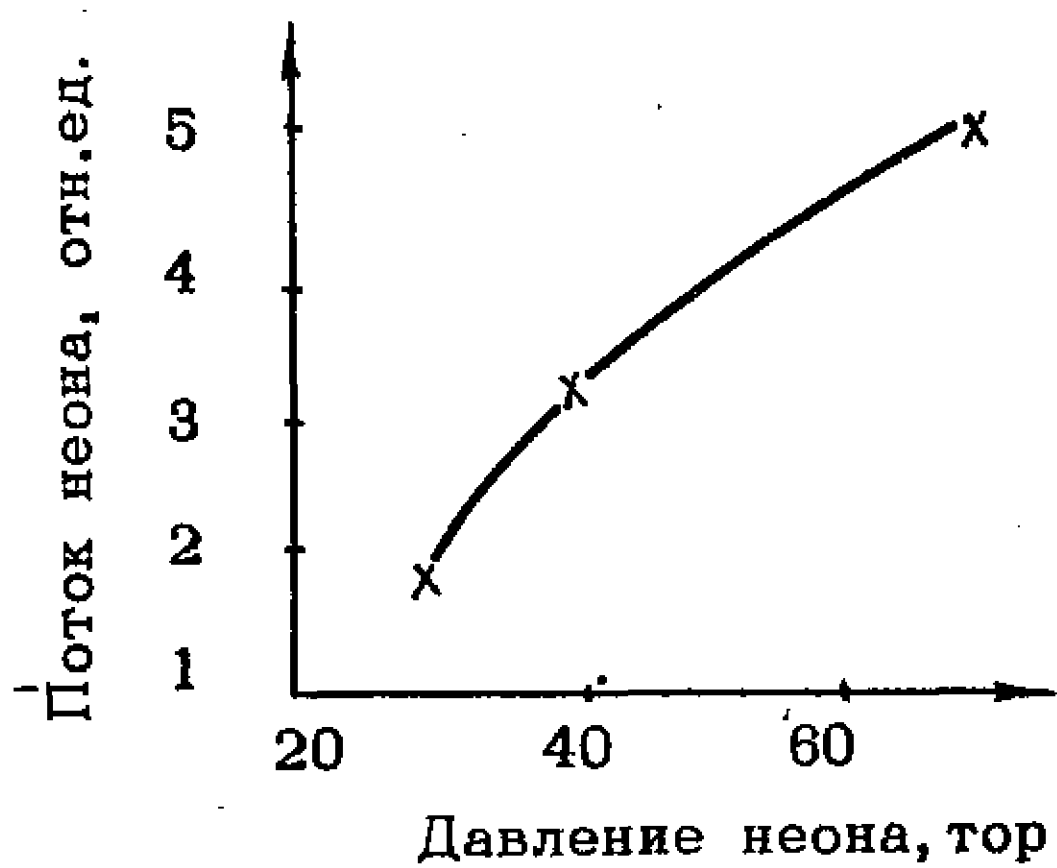


Рис.4. Зависимость величины потока неона от давления газа. Стекло С49-2, разрядный ток 90 ма

сквозь стекло С49-2 при одинаковом давлении газа, равном 50 тор, и разрядном токе 90 ма. Таким образом, так же как и для случая термической проницаемости по гелию /5/, газопроницаемость стекол в присутствии разряда увеличивается при повышении содержания в стекле суммы стеклообразующих окислов.

Выполненные исследования дали возможность создать новый способ дозировки инертного газа /6/ и на его основе разработать миниатюрные натекатели гелия и неона для газоразрядных приборов. Такие натекатели по сравнению с известными /1, 2/ позволяют при одинаковых потоках газа снизить подводимую к ним мощность более чем в десять раз и обеспечивают высокую степень чистоты поступающего в газоразрядный прибор инертного газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Львов В.Н., Горфинкель Б.И. Устройство для поддержания равновесного давления в электровакуумном приборе. Авт. свид. №135541, кл.21g, 12/01, 24.11.1959.
2. Мамедли Л.Д. Источник благородного газа для газоразрядных приборов. "Вопросы радиоэлектроники", сер. 1 "Электроника", 1982, №5.
3. A.J.Burggraaf. Sorption of argon by glass in a gas-discharge lamp. "J. Amer. Cer. Soc.", 1966, v. 49, N 8, p. 450-454.
4. Авдонькин В.В., Басс А.Б., Гродштейн А.Е., Иванова Е.Ф., Назаров И.Д. Производственные методы контроля герметичности газоразрядных приборов. "Электронная техника", сер.3 "Газоразрядные приборы", 1988, вып. 3(11), стр. 98-102.
5. Востров Г.А., Большаков О.И. Проницаемость стекол для гелия. ПТЭ, 1986, № 2, стр. 112-116.
6. Авдонькин В.В., Гродштейн А.Е., Кашников Н.Г., Назаров И.Д., Степанов Н.Н. Способ дозировки газа. Авт. свид. № 272439, кл. 21g, 12/01, H_{01J}, 17/22, 2.9.1988.

Статья получена 30 сентября 1971 г.

Л.Н.КОРОЛЬ, А.П.КОРЖАВЫЙ,
Е.А.СЕРГЕЕВ, С.И.ФАЙФЕР

**ПОГЛОЩЕНИЕ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В АНОМАЛЬНОМ
ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ**

Рассмотрено поглощение гелия и неона деталями газоразрядной трубки с холодным катодом в аномальном тлеющем разряде при различных давлениях гелий-неоновой смеси и токах разряда. Обсуждается вероятный механизм поглощения инертных газов в данных условиях.

В последние годы в связи с развитием разработок по геттерно-ионным и газоразрядным насосам /1/ интенсивно проводится изучение поглощения газов, в том числе инертных, в газовом разряде. Значительное внимание поглощению инертных газов в разряде уделяется и разработчиками газоразрядных приборов (ГРП), ибо поглощение инертных газов в рабочих условиях понижает давление в ГРП и приводит к выходу его из строя.

В данной работе изучалось поглощение гелия и неона деталями разрядной трубки в разряде постоянного тока. Количество поглощенных газов определялось по выделению гелия и неона из деталей при их нагреве в вакууме.

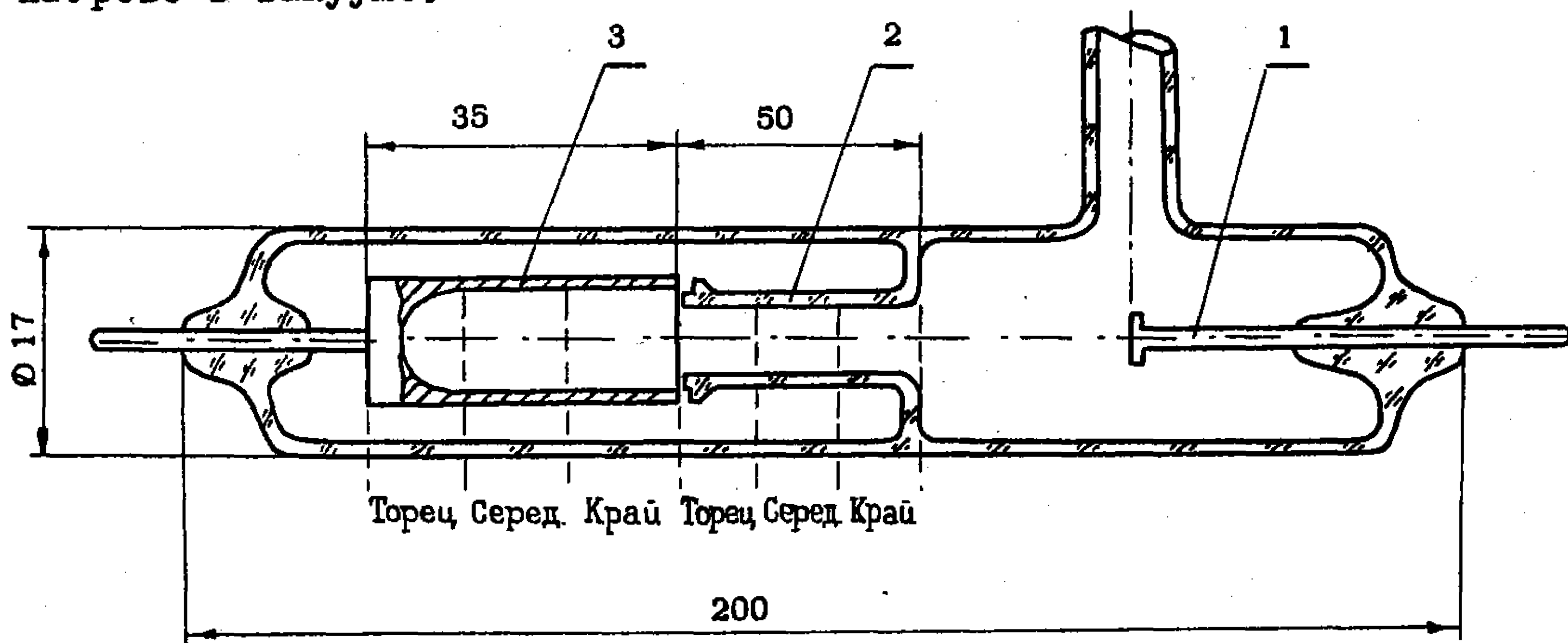


Рис. 1. Разрядная трубка:
1 - анод; 2 - разрядный капилляр; 3 - холодный катод

Схема экспериментальной разрядной трубки показана на рис. 1. Трубка представляет собой разрядный капилляр \varnothing 2 мм, длиной 50 мм из стекла С49_2, анод молибденовый, катоды из алюминиевого сплава. Внутренний диаметр катода 10 мм и длина 35 мм.

Разрядные трубки обезгаживали на вакуумном откачном посту при температуре 360°C в течение 2 час. После проверки на герметичность обезгаженные приборы откачивали до $1 \cdot 10^{-7}$ тор и заполняли гелий-неоновой смесью до 1; 2 или 3 тор. Поглощение инертных газов изучали при постоянных разрядных токах 7,5; 15 или 30 ма. Давление в гребенке с приборами контролировали с помощью манометра Пирани.

Общее давление в рабочих режимах изменялось достаточно медленно, так как объем гребенки с приборами составлял 2-3 л и имелась возможность поддерживать выбранное давление смеси.

В начальный период работы приборов иногда наблюдали свечение примесных газов. Масс-спектрометрические исследования состава газов показали, что в этом случае в начальный период работы приборов появляются примеси $\text{CO} + \text{N}_2$ и H_2O и их давление вырастает до $1 \cdot 10^{-2}$ тор; но в течение первых часов работы рабочая смесь самоочищается и давление примесей падает до $1 \cdot 10^{-3}$ тор и ниже.

После нескольких десятков часов работы разрядных трубок в указанных режимах измеряли газовыделение различных деталей. Было установлено, что из катодов и капилляров в заметных количествах выделяются гелий и неон после работы трубок даже в самых жестких режимах.

Для изучения распределения поглощенных газов по длине катодов их разрезали на три равные по площади части (рис. I) на токарном станке при малых оборотах, чтобы избежать дополнительного нагрева. Затем измеряли газовыделение отдельных частей; чтобы выяснить распределение газов по глубине катодов, производили их травление при 45°C в смеси $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{CH}_3\text{COOH} : \text{HNO}_3 - 60 : 30 : 10$ объемных частей. Глубину травления определяли из времени травления по экспериментальной калибровочной кривой, полученной взвешиванием. Глубина травления линейно возрастала со временем в интервале 0-20 мкм. Травление на заданную глубину (1,6 или 10 мкм) всех измеренных в данной работе образцов проводили одновременно в одной ванне.

Капилляр также разрезали на три части (рис. I). Отдельно измеряли газовыделение из утолщенного торца капилляра длиной 7-10 мм, который частично входил внутрь катода и на котором интенсивно осаждались продукты распыления катодов. Остальную часть капилляра разламывали на две равные части.

Измерение газовыделения проводили методом потока, измеряя с помощью ИЩО-I повышение парциальных давлений газов при нагреве исследуемых образцов в вакуумной установке с известной скоростью откачки. Количество газов подсчитывали по обычной формуле:

$$Q_i = \int_0^i S_i \Delta p_i(t) dt,$$

Q_i - количество i -го газа, лтор;

S_i - скорость откачки i -го газа, л/сек;

Δp_i - повышение парциального давления i -го газа над его фоновым давлением, тор;

t - время, сек.

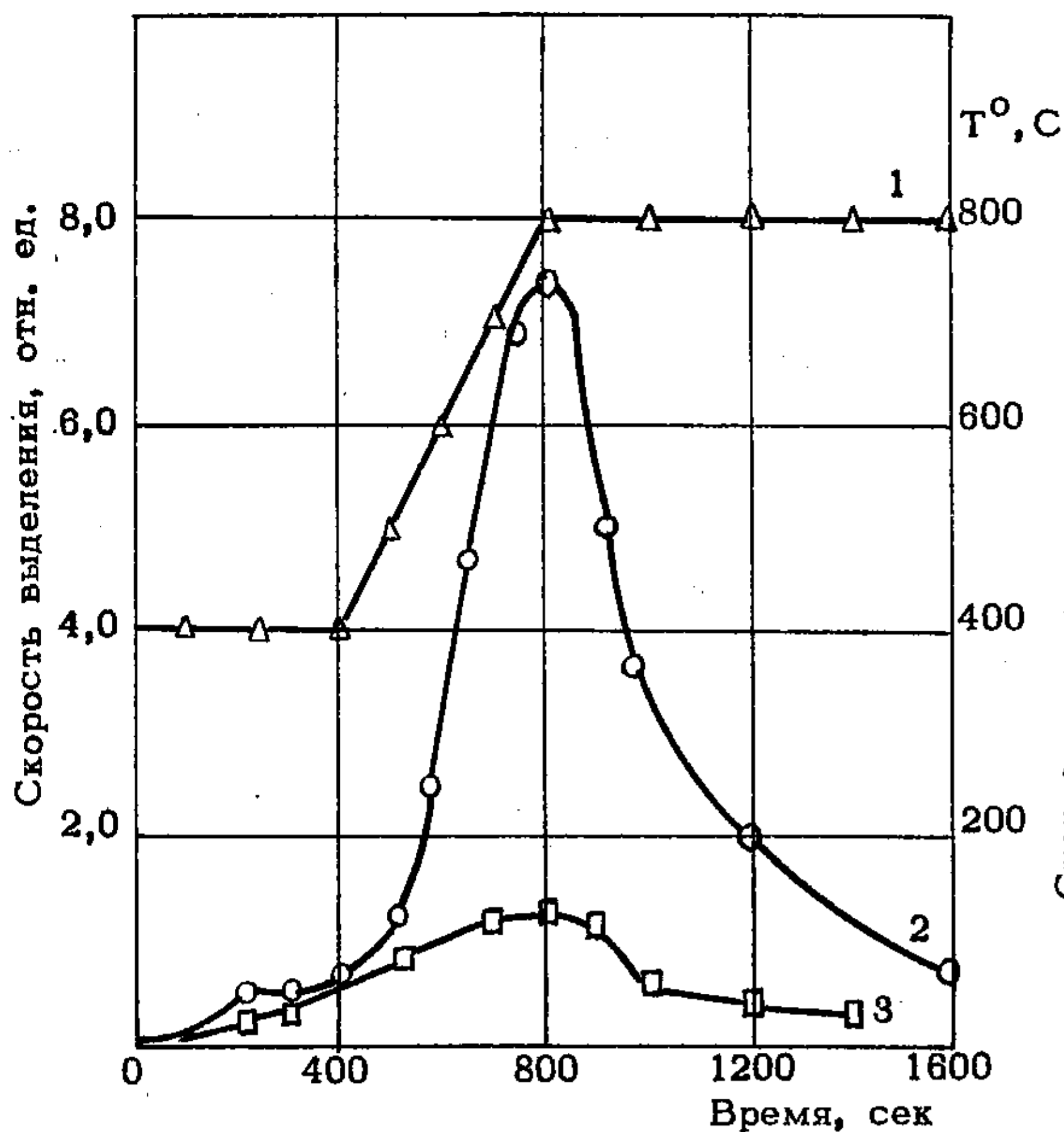


Рис. 2. Кинетика выделения гелия и неона из стеклянных капилляров: Δ - температура; \circ - неон; \square - гелий

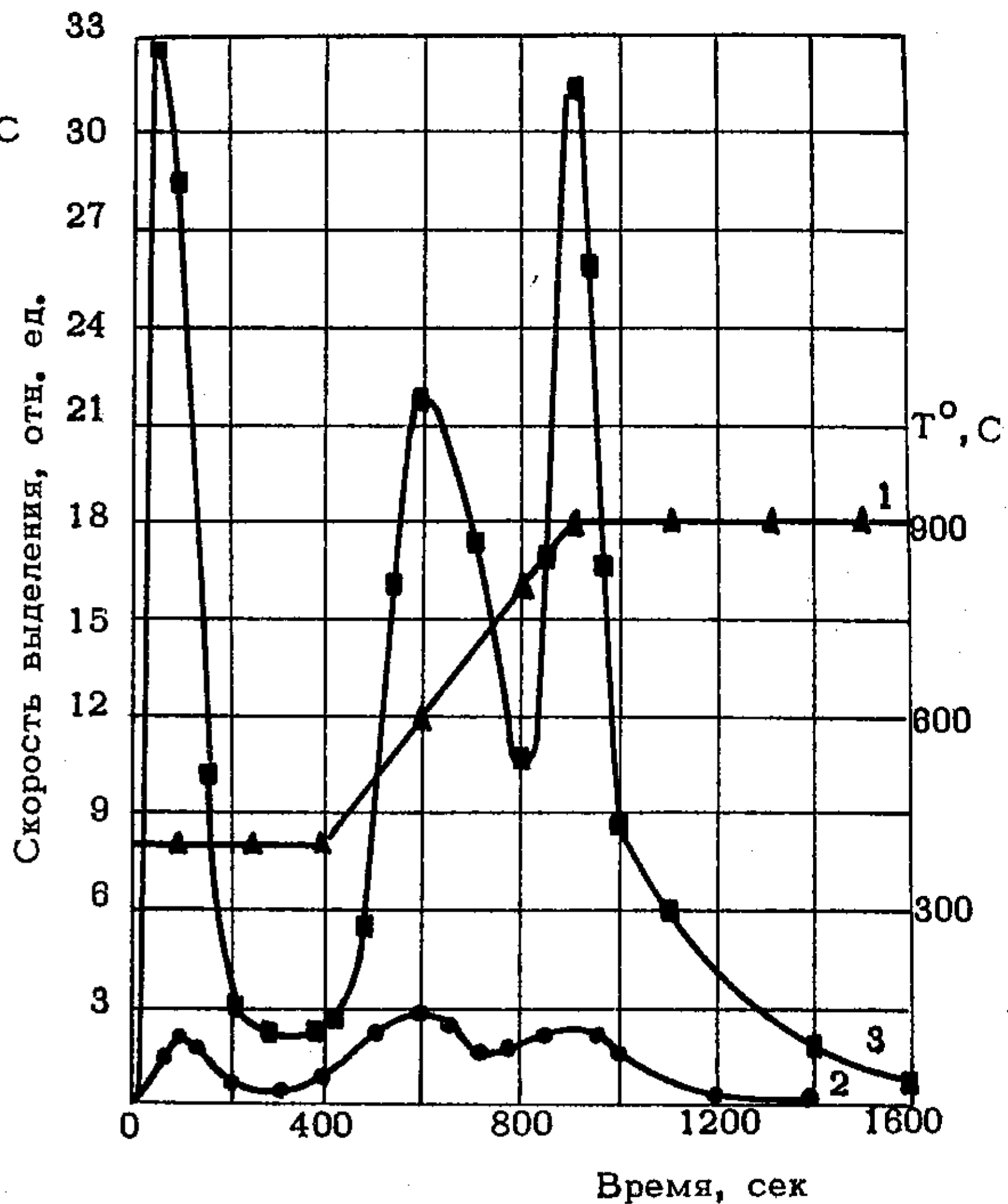


Рис. 3. Кинетика выделения гелия и неона из катодов: Δ - температура; \bullet - неон; \blacksquare - гелий

Нагрев образцов проводили токами высокой частоты в никелевом тигле с кварцевой вставкой. Сброс образцов производили в тигель при температуре 400°C и после выдержки при этой температуре в течение 5-7 мин для уменьшения газовыделения температуру линейно со временем со скоростью $1^{\circ}\text{C}/\text{сек}$ повышали до $800-900^{\circ}\text{C}$ и выдерживали при этих температурах до полного выделения гелия и неона.

Типичные кривые выделения гелия и неона из разрядного капилляра представлены на рис. 2. Кривая I изображает изменение температуры никелевого тигля со временем. Из рисунка видно, что выделение неона (2) и гелия (3) начинается уже при 400°C . Скорость выделения инертных газов возрастает с ростом температуры вплоть до 800°C . Нагрев стеклянного капилляра до более высоких температур затруднен из-за высокого газовыделения инертных газов. При 800°C выделение гелия и неона из стеклянных капилляров плавно уменьшается со временем.

Типичные кинетические кривые выделения гелия и неона из катодов показаны на рис. 3. Аналогичная кинетика выделения наблюдалась и из торцов капилляров, когда на них скапливалось значительное количество продуктов распыления катодов.

Из рис. 3 видно, что значительное газовыделение как гелия(3), так и неона(2) наблюдается при температуре тигля 600°C и, по-видимому, связано с плавлением образца. Однако скорость газовыделения возрастает и при дальнейшем росте температуры.

Следует отметить, что выделение гелия и неона при температурах порядка 900°C сопровождается резкими всплесками скорости газовыделения, что, вероятно, связано с выделением газовых пузырей из расплава.

Соотношение газов, которые выделяются в указанных интервалах температур, сильно изменяется в зависимости от того, с какой части катода взят образец и в каком режиме катод работал. С катодов, которые работали при малых токах и больших давлениях, а также с краев и середины катодов, которые работали при больших токах и малых давлениях, основная часть газов выделяется при низких температурах $400-600^{\circ}\text{C}$.

Из торцов катодов и торцов капилляров после работы трубок при больших токах и малых давлениях основная часть газов выделяется при высоких температурах $600-900^{\circ}\text{C}$.

Общее количество газов, выделившихся из различных деталей разрядных трубок, приведено в таблице. Из таблицы видно, что основная часть инертных газов поглощается в катодах и торцах капилляров, на которых осаждаются продукты распыления катодов. В исследуемых режимах поглощение гелия в разрядных трубках происходит значительно быстрее, чем неона.

В капиллярах, наоборот, неон поглощается значительно быстрее, чем гелий. Можно сказать, что качественно скорость поглощения неона возрастает с ростом тока (трубки А, Б, В) и с увеличением времени работы (В, Г, Д). Интересно отметить, что количество неона, выделяющегося из капилляров от трубок, работавших при давлении I тор (И, К, Л), меньше, чем от трубок, работавших при давлении 3 тор (В, Г, Д), но количество гелия и неона в катодах и торцах капилляров с напыленными пленками больше.

Количество газов, выделившихся из катодов и торцов капилляров, резко возрастает с увеличением тока разряда при давлении 3 тор-трубки А, Б, В, при 2 тор - трубки Е, Ж, З и при I тор- трубки И, К, Л. Очень резко возрастает выделение гелия и неона при понижении рабочего давления в трубках (сравним трубки А, Е, И или трубки Б, Ж, К, или В, З, Л). Особенно сильно выделяются при этом гелий и неон из торцов катодов и торцов капилляров.

Выделение инертных газов из деталей экспериментальных трубок
при нагреве до 800-900°С, л.мтор

Давление, тор	3						2			1		
	А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И	К	Л	
Номер трубки												
Ток, ма	7,5	15	30	30	30	7,5	1,5	30	30	30	30	
Время работы, час	50	50	50	75	25	65	50	50	15	33	50	
Не	0,5	3,7	48,0	93,5	6,4	11,0	22,0	68,0	17,4	54,5	124,0	
Не край	0,4	2,0	4,2	8,2	1,7	2,6	2,6	9,5	1,9	2,9	8,0	
Катод												
Не	0,2	7,4	46,0	148,0	10,2	4,6	14,7	75,0	8,3	30,0	88,0	
Не середина	0,15	0,7	3,8	11,2	1,3	1,5	2,7	4,8	0,8	0,8	3,6	
Не торец	0,9	3,7	36,0	137,0	29,4	8,3	20,2	106,0	92,0	187,0	580,0	
Не	0,05	2,4	3,8	12,8	2,4	2,6	4,6	5,7	9,5	13,9	25,6	
Не торец	след.	0,6	15,6	15,6	6,0	1,8	3,7	46,0	120,0	143,0	307,0	
Не	след	0,3	3,0	3,0	2,0	0,9	2,4	6,2	5,5	3,8	16,7	
Капилляр												
Не ближняя к катоду	след	след	-	0,6	0,7	след	след	след	0,2	6,4	след	
Не половина	0,66	2,4	-	10,0	2,2	0,2	0,2	0,4	0,3	след	1,1	
Не дальняя от катода	-	след	0,3	0,4	0,2	след	-	-	0,4	след	0,7	
Не половина	-	1,1	2,9	6,6	1,5	0,2	-	-	0,8	след	0,3	

Обращает на себя внимание тот факт, что при давлении 3 тор выделение гелия и неона еще довольно равномерно по длине катодов трубки (А-Д) и максимумы газовыделения в середине катодов совпадают с соответствующими максимумами токовых нагрузок для данной геометрии катодов. С понижением рабочего давления в трубках до 2 тор (Е,Ж,З) и повышением токов, а особенно с понижением давления до одного тора (трубки И,К,Л) значительно возрастает выделение инертных газов из торцов капилляров и катодов.

На рис. 4 и 5 показано распределение гелия и неона по глубине катодов. По оси абсцисс на этих графиках отложена толщина слоя материала, стравленного с поверхности катодов перед измерением газовой выделенности, а по оси ординат - количество гелия и неона, которое выделилось из этих образцов после травления. Из рис. 4,а,б видно, что практически все газы в крае катода и середине его после работы трубки при 30 ма и I тор в течение 50 час расположены на глубине меньше 10 мкм. Но в торцах этого катода, где поглощается основное количество газов, после стравливания слоя толщиной 6 мкм еще остается значительное количество инертных газов.

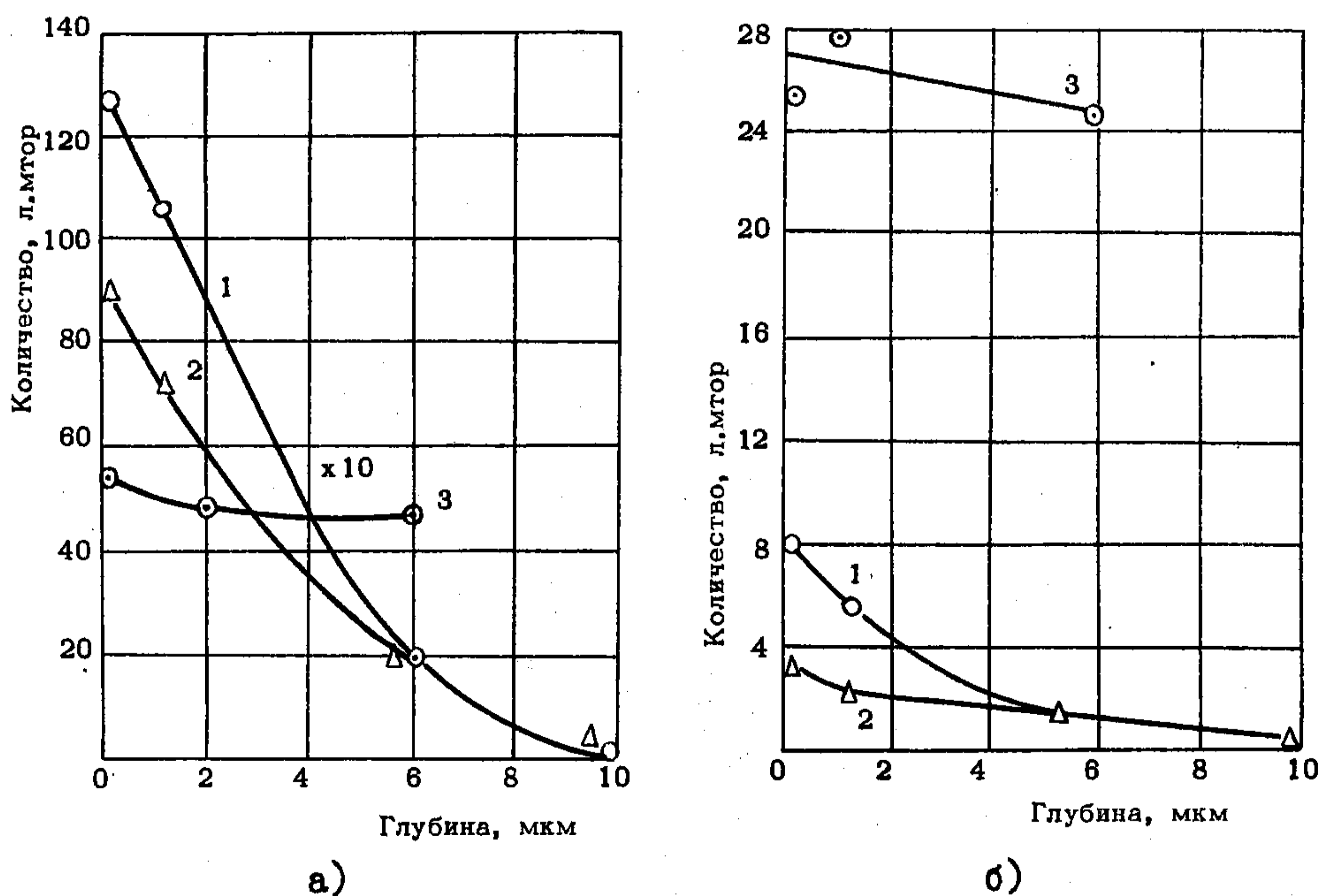


Рис. 4. Распределение инертных газов по глубине холодного катода после 50 час работы при токе 30 ма и давлении гелий-неоновой смеси 1 тор: а) гелий; б) неон; 1 - о - начало; 2 - Δ - середина; 3 - о - торец

На рис. 5,а,б показано распределение He и Ne по глубине катода после работы трубки при 30 ма и 3 тор в течение 75 час. В этом случае и гелий и неон распределены по глубине катода приблизительно одинаково для любой части катода.

Таким образом, на основании полученных данных можно утверждать, что поглощение инертных газов в тлеющем разряде при больших давлениях, порядка 3 тор, происходит в основном в результате захвата ионов холодным катодом и последующей их диффузии вглубь катода. Доказательством этого служит тот факт, что распределение поглощенных газов по поверхности катодов коррелирует с распределением тока по катодам. Если считать, что истинное распределение гелия и неона соответствует сплошным линиям на рис. 5, а, б и что диффузия происходит при постоянной концентрации газов на рабочей поверхности катодов, появляется возможность, используя решение уравнения диффузии /2/ для данного условия, оценить коэффициент диффузии He и Ne. Из рис. 5, а, б легко получить, что концентрация гелия и неона в верхнем слое толщиной 1 мкм равна соответственно 6,7% атомных гелия и 0,7% атомных неона. Коэффициент диффузии гелия при этом равен $1,2 \cdot 10^{-12}$ см²/сек, а для неона $5,5 \cdot 10^{-13}$ см²/сек.

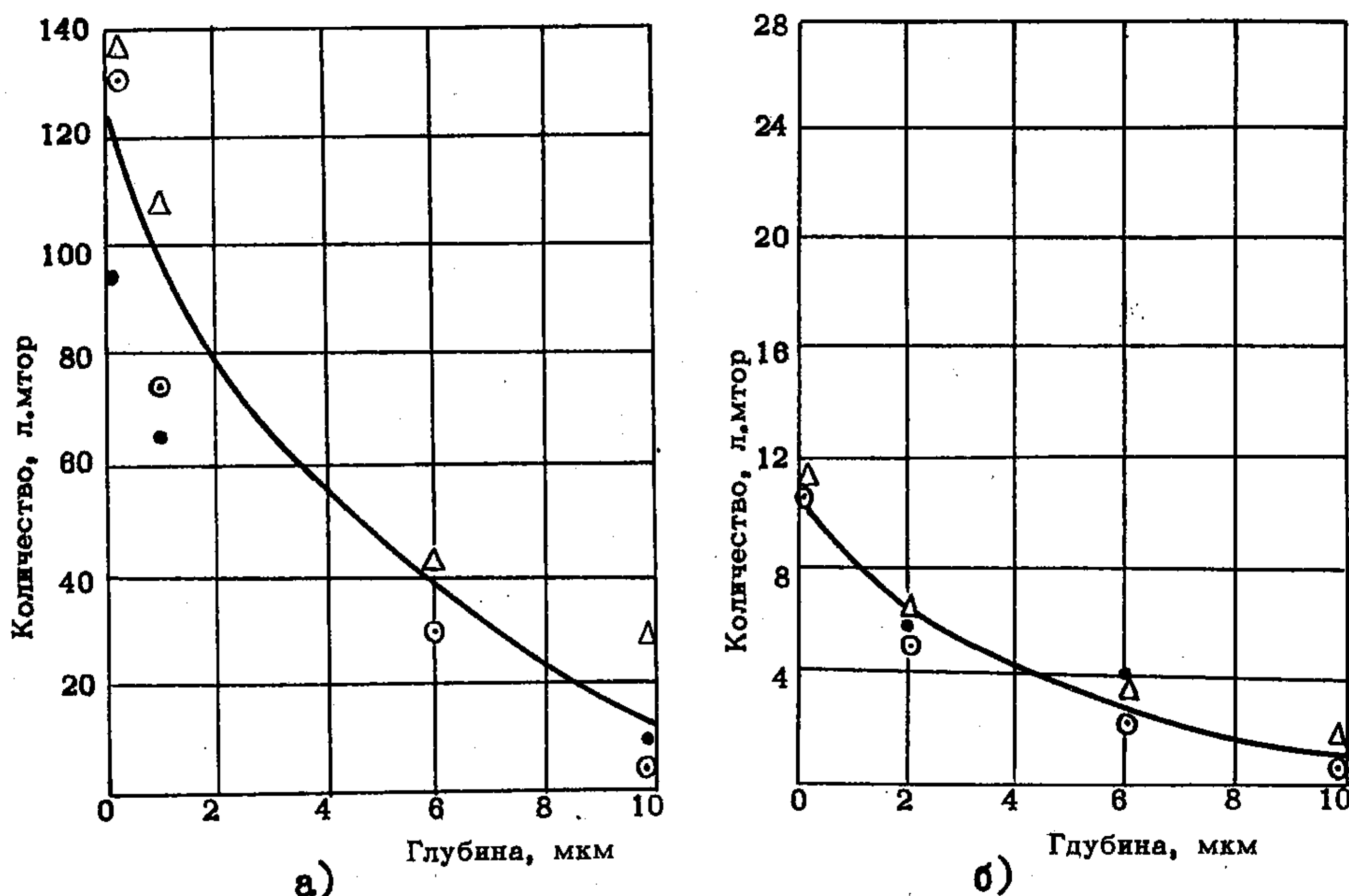


Рис. 5. Распределение инертных газов по глубине холодного катода после 75 час работы при токе 30 ма и давлении гелий-неоновой смеси 3 тор:

а) гелий; б) неон; ● - начало; Δ - середина; ○ - торец

По данным работы /3/, коэффициент диффузии гелия в алюминии равен: $3,0 \pm 1,5 \exp \left(- \frac{36,5 \pm 1,5}{RT} \times 10^3 \right)$ см²/сек. По этим данным, коэффициент диффузии при температуре 415°С будет $1,2 \cdot 10^{-12}$ см²/сек, что вполне реально для нашего случая.

При интенсивном поглощении инертных газов в случае низких давлений и сравнительно больших токов существенную роль в поглощении играет распыление катодов. При этом наиболее интенсивное распыление происходит в середине цилиндрических катодов, и продукты распыления осаждаются на торцах капилляров и в торцах катодов. В связи с тем, что напыляемые пленки подвергаются бомбардировке ионами, происходит эффективное поглощение ионов инертных газов и их замуравывание. Доказательством этого предположения кроме неоднородности распределения газов по поверхности катодов служит и тот факт, что после работы трубок при низких давлениях и больших токах в несколько раз возрастает доля инертных газов, выделяющихся из торцов катодов и торцов капилляров при температурах 700–900°С, по сравнению с количеством газов, выделяющихся при 400°С. Это подтверждается и результатами распределения He и Ne по глубине в торце катода после работы трубки при давлении I тор и токе 30 ма (рис. 4, а и б).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гродштейн А.Е., Харитонова Л.С. Поглощение газов в условиях работы газоразрядных и электровакуумных приборов. Обзоры по электронной технике, серия "Газоразрядные приборы", вып. 64, М., 1969.

2. Герцрикен С.Д., Дехтяр И.Я. Диффузия в металлах и сплавах в твердой фазе. М., Физматгиз, 1960.

3. H.R.Glyde and K.J.Mayne. Helium diffusion in Aluminium. "The Philosophical magazine", 1965, v. 12, N 119, p.p. 997–1003.

Статья поступила 21 июня 1971 г.

В.С.АНАНЬИН, В.А.БЕЛЯЕВ, Л.Н.ПОКОСОВСКИЙ

ПОВЕДЕНИЕ ОКИСНЫХ ПЛЕНОК АЛЮМИНИЯ
В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Рассматривается поведение аморфных и кристаллических пленок на поверхности алюминиевого катода при работе в условиях аномального тлеющего разряда.

Показана зависимость устойчивости катода к распылению от типа окисной пленки.

Чтобы удовлетворить современным требованиям техники, газоразрядные приборы должны обладать высокой стабильностью параметров. Основные характеристики газоразрядных приборов определяются процессами на катоде и в объеме рабочего газа. Сложные физико-химические процессы, связанные с катодным распылением, вторичной ионно-электронной эмиссией, внедрением ионов и т.д., приводят как к перестройке поверхностной структуры катода, так и к изменению давления и состава рабочего газа. Эти явления вызывают отклонение основных параметров ГРП в процессе их эксплуатации от первоначальных значений.

Изучение распыления катодов имеет большой научный и практический интерес, особенно с развитием газовых квантовых генераторов. Изыскание малораспыляющихся катодных материалов или создание на их основе устойчивых к распылению в газовом разряде пленок является одной из актуальных задач в разработке газовых квантовых генераторов с большим сроком службы. Перспективными металлами являются бериллий, алюминий, тантал, которые имеют на поверхности окисные пленки, обладающие высокими защитными свойствами.

В настоящее время имеется ряд работ, посвященных методам получения окисных пленок /1/, изучению их структуры и свойств /2/, но совершенно отсутствуют данные по их устойчивости к катодному распылению.

В данной работе изучается поведение поверхностных окисных пленок алюминия в условиях газового разряда.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Все эксперименты проводились на макетах с цилиндрическими катодами из алюминия, окислы которого имеют целый ряд модификаций.

Условия окисления выбирались такими, чтобы получить на поверхности алюминиевого катода окисные пленки различной структуры. Ка-

тоды окислялись на воздухе при 400 и 550⁰С, а также в разряде кислорода. Окисление в разряде осуществлялось как при подаче на образец отрицательного потенциала (катодное окисление), так и положительного (анодное окисление).

Устойчивость окисных пленок к распылению испытывали в газовом разряде в макетах с гелий-неоновым наполнением при давлении I-Этор и плотности тока 0,1-0,5 ма/см². Распыление пленки оценивалось по изменению давления, контролируемого манометром Пирани.

Структуру окисных пленок исследовали методами электронной микроскопии, дифракции электронов на просвет и отражение, а также одноступенчатых угольно-платиновых отпечатков.

Отделение окисных пленок от металлической основы производили в концентрированном растворе сулемы. Перед просмотром отделенную окисную пленку помещали в разбавленную соляную кислоту для растворения оставшихся при отделении частичек алюминия.

Одноступенчатые отпечатки получали одновременным испарением платины и углерода, отделяли механическим способом.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На поверхности алюминия могут образовываться две разновидности окисных пленок: кристаллические и аморфные. В наших экспериментах по окислению алюминия в условиях электродов разрядной трубки с кислородным наполнением на катоде формировалась кристаллическая окись, а на аноде - аморфная. Кристаллическая окись проявлялась в двух модификациях: γ - Al_2O_3 и γ' - Al_2O_3 , отличающихся размерами элементарной ячейки. В работе /3/ показано, что эти фазы имеют генетическую связь.

Термическое окисление приводит к образованию кристаллической фазы Al_2O_3 при температурах выше 400⁰С и аморфной - ниже 400⁰С.

Кристаллические пленки, полученные катодным окислением, обладают значительной пористостью, неравномерно покрывают поверхность катода. Наличие пор можно объяснить электрическим пробоем вследствие большого падения потенциала в катодной области и значительного сопротивления окисной пленки. Неравномерность по толщине создается распылением, обусловленным неоднородностью эмиссионных свойств.

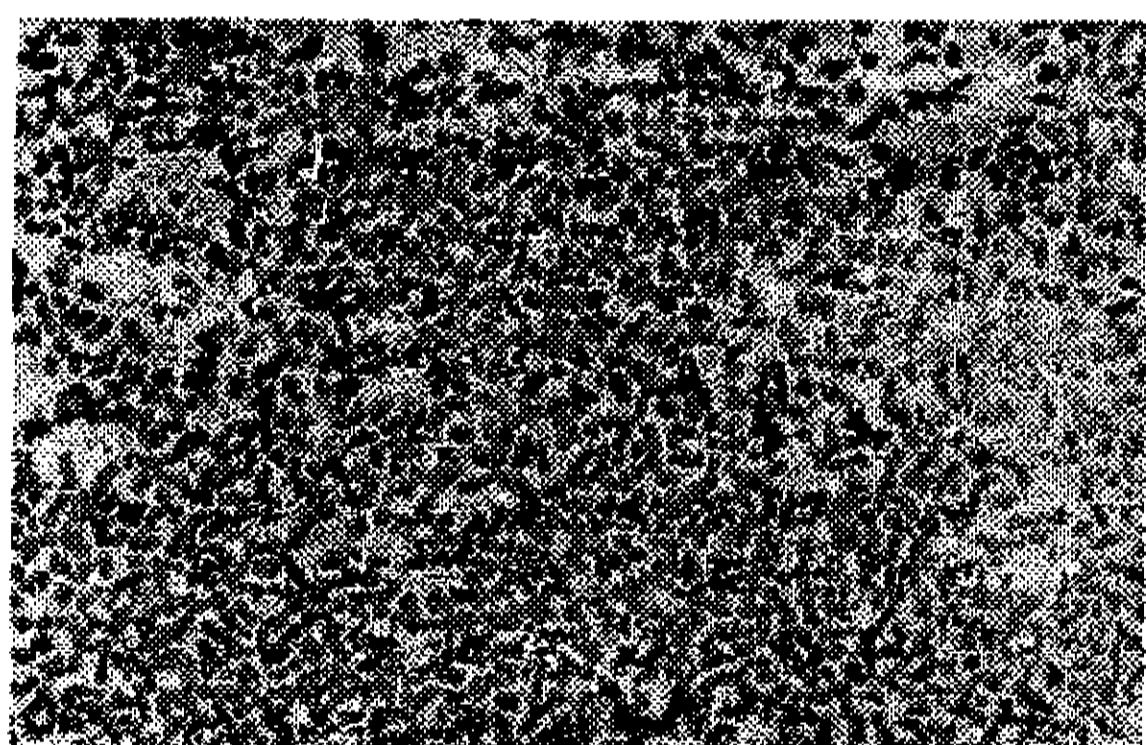
Таким образом, при катодном окислении окисная пленка, создаваясь, одновременно разрушается. Есть данные /3/, что через 25 - 30 мин окисления пленочного катода при величине падения катодного потенциала 350 - 400 в тонкие (100 - 400 Å) пленки разрушаются полностью. Поэтому при катодном окислении невозможно получить однородную, равномерную окисную пленку, обладающую высокими защитными свойствами.

Аморфные пленки, полученные анодным окислением в тлеющем разряде с кислородным наполнением, имеют наиболее гомогенное строение, равномерно покрывают поверхность катода. Электронограммы от таких пленок содержат два : диффузных широких кольца, соответствующих в

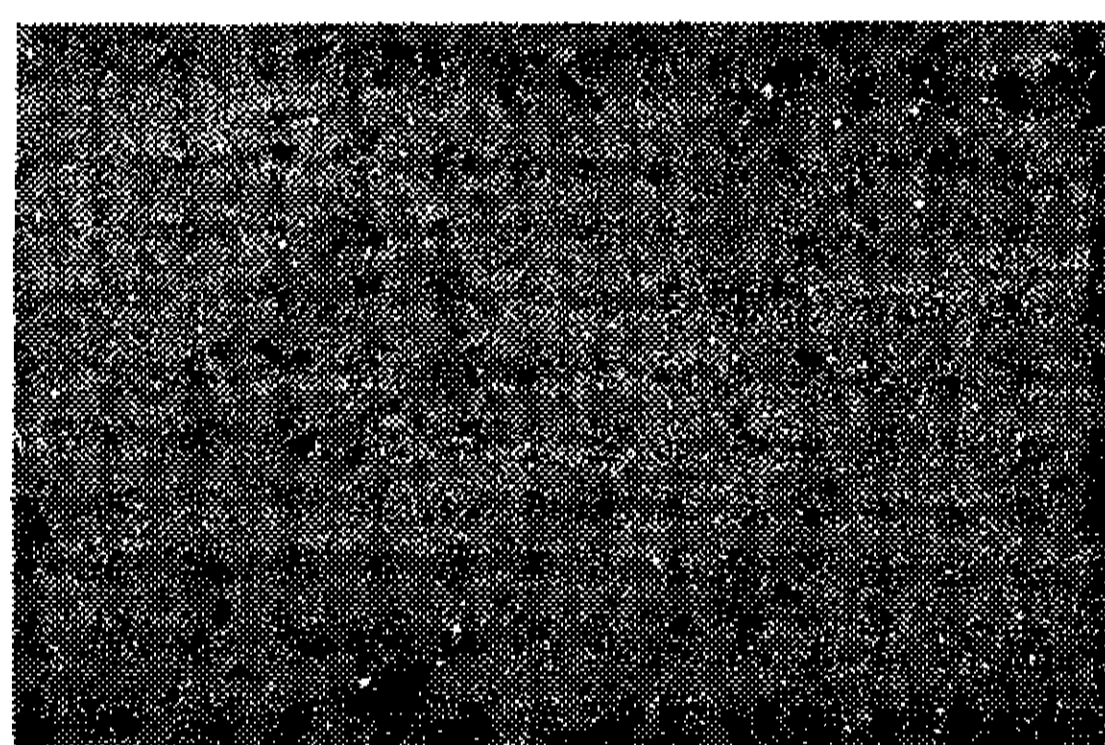
пределах ошибки измерения межплоскостным расстоянием 3,0 и 1,4 Å. Это говорит о некотором упорядоченном расположении атомов, но установить структуру по таким данным невозможно. Каких-либо дефектов на аморфных пленках, связанных с процессом окисления, обнаружить не удалось.

Кристаллические и аморфные пленки отличаются не только своим кристаллографическим строением, но и эмиссионными свойствами. Работа выхода электронов с образцов, имеющих на поверхности аморфную пленку, на 0,25–0,3 эв выше, чем на образцах с кристаллической пленкой той же толщины. Отмеченные выше различия кристаллических и аморфных пленок, очевидно, объясняют их устойчивость к распылению в тлеющем разряде.

Контроль за состоянием окисных слоев на катоде в процессе срока службы показывает, что кристаллическая пленка начинает интенсивно разрушаться уже через несколько часов работы, особенно при больших плотностях тока. Например, при давлении рабочего газа 1 мм рт.ст. и плотности 0,5 ма/см² через 40 час площадь катода, покрытая окисной пленкой, приблизительно равна площади, свободной от пленки. При плотности 0,1 ма/см² и том же давлении такое положение наблюдалось через 400 час.



а)



б)

Рис. 1. Структура кристаллической окисной пленки $\times 14500$
а - до распыления; б - после распыления

На электронограммах, снятых с катодов с кристаллической пленкой и простоявших срок службы, появляются четкие линии от чистого алюминия. Это говорит об интенсивном его распылении и обратном осаждении на поверхность катода. В то же время отмечалось резкое падение давления рабочего газа и увеличение напряжения горения на макетах, что, очевидно, в большей мере обусловлено изменением эмиссионных свойств поверхности катодов, чем уменьшением давления. Дальнейшая выдержка катодов в рабочем режиме приводит практически к исчезновению кристаллической пленки (рис. 1, а, б). Ее распыление происходит согласно закономерностям процесса ионной бомбардировки кристаллических тел.

Электронномикроскопическим методом отпечатков было замечено, что на кристаллах окисной пленки возникают фигуры травления определенной симметрии, что, очевидно, связано с преимущественным распылением вещества вдоль тех или иных кристаллографических направлений.

Существует зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов на плоскость /4/. Так как кристаллы окисных пленок расположены хаотично, т.е. грани выходят на поверхность под различными углами, то будет иметь место совокупность таких граней, которые расположены под углом к падающим ионам, соответствующим максимуму распыления. Таким образом, кристаллические пленки обладают избирательным характером распыления, свойственным кристаллам.

Избирательное распыление и дефекты, образующиеся при окислении, снижают защитные качества кристаллических пленок.

Аморфные пленки в процессе работы в условиях аномального тлеющего разряда незначительно меняют свою морфологию. После срока службы на аморфных пленках появляются хаотически расположенные поры. Их размеры варьируют от десятых долей микрона до нескольких микрон. Появление пор (рис. 2) можно объяснить либо наличием зародышей кристаллизации там, где пленка наиболее интенсивно распыляется, либо диэлектрическим пробоем. Локальность разрушения связана с наличием в поверхностном слое дефектов однородности структуры (рис. 3), хорошо выявляемых экстракционными репликами. Очевидно, из

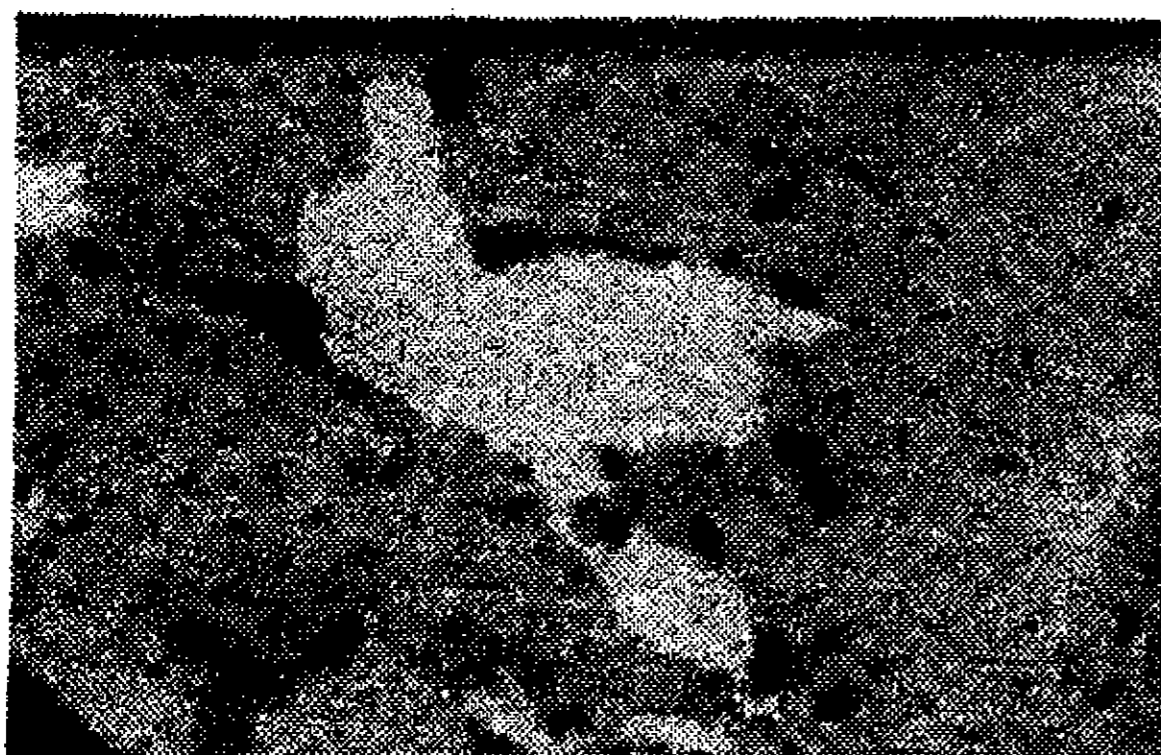


Рис. 2. Электронная микрофотография аморфной пленки после испытаний на срок службы катода $\times 14500$



Рис. 3. Кристаллические включения $\times 14500$

этих участков в основном идет распыление, вызываемое жестчением газа. Так как на пленках, полученных в условиях анодного окисления, нет дефектов, связанных с окислением, и аморфные слои не подвергаются избирательному ионному травлению по кристаллографическим плоскостям, то они обладают большой устойчивостью, следовательно, могут обеспечить большой срок службы катодов. Зависимость долговечности

катодов с кристаллической (полученной при катодном окислении) и аморфной (полученной при анодном окислении) пленками на рабочей поверхности от давления рабочего газа и плотности тока дана в таблице.

Зависимость долговечности катодов с кристаллической и аморфной пленками от плотности тока и давления

Плотность тока на катоде, ма/см ²	Давление рабочего газа, мм рт.ст.	Долговечность катода, час	
		с кристаллической пленкой	с аморфной пленкой
0,5	1	40	80
0,3	1	60	120
0,2	1	200	500
0,1	1	400	1000
0,5	1,5	60	120
0,3	1,5	90	180
0,2	1,5	300	700
0,1	1,5	600	1500
0,5	2,5	120	240
0,3	2,5	180	360
0,2	2,5	600	1500
0,1	2,5	1200	3000
0,5	3	240	480
0,3	3	360	720
0,2	3	1200	2500
0,1	3	2400	5000

Следует подчеркнуть, что окисные пленки, полученные термическим окислением, менее устойчивы. Это объясняется гетерофазностью структуры пленок, так как наряду с Al_2O_3 при термическом окислении образуются неустойчивые субокислы и гидроксиды алюминия.

ВЫВОДЫ

1. Кристаллические окисные пленки обладают избирательным травлением вдоль определенных кристаллографических направлений.

Пленки на катоде, полученные окислением в разрядной трубке, имеют дефекты, связанные с катодным распылением в процессе окисления.

2. При ионной бомбардировке на аморфных пленках образуются поры и небольшие отверстия, обусловленные преимущественным распылением в этих точках или диэлектрическим пробоем.

3. Разрушение окисных пленок происходит локально на участках с максимальной плотностью тока и возникает в местах наибольшего скопления различных дефектов в поверхностном слое катода.

4. Аморфные пленки, полученные анодным окислением, наиболее устойчивы к распылению в тлеющем разряде и обеспечивают в несколько раз больший срок службы катодов по сравнению с кристаллическими.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Юнг Л. Анодные окисные пленки. Изд. "Энергия", 1967.
2. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. Изд. "Металлургия", 1965.
3. Игнатов Д.В. Электронографическое исследование оксидных пленок, возникающих на алюминии в электрическом разряде. Сб. "Труды Всесоюзного совещания по применению рентгеновских лучей к исследованию материалов". Машгиз, 1949.
4. Юрасова В.Е., Спивак Г.В., Крохина А.Н. Сб. "Современная электронная микроскопия", М., 1965.

Статья получена 12 апреля 1971 г.

ПОСЛЕРАЗРЯДНАЯ ЭМИССИЯ ЧИСТОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ
И МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КАТОДОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ
ТЕМПЕРАТУРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Изучалось изменение послеразрядной эмиссии с чистометаллических монокристаллических катодов и с металлокерамических катодов при изменении температуры окружающей среды. Рассмотрена связь между величиной и характером изменения послеразрядной эмиссии катодов и состоянием их поверхности.

Измерения послеэмиссии электронов в настоящее время наиболее перспективны для изучения состояния поверхности холодного катода, так как величина послеэмиссии электронов в основном определяется свойствами поверхности твердых тел. Однако механизм послеэмиссии электронов еще недостаточно ясен. Многочисленные опыты /1-3/ свидетельствуют о том, что заметная послеэмиссия электронов идет с деформированных и окисленных поверхностей. Это позволило предположить следующий механизм ее. В кристалле, имеющем различные дефекты, появляются новые энергетические уровни; при возбуждении кристалла электроны могут быть заброшены на вновь образовавшиеся локальные уровни.

Термическая энергия способствует движению электронов с этих уровней в зону проводимости, что приводит к постепенному их опустошению. Облучение такого образца вновь вызывает заполнение локальных уровней, после чего опять появляется электронная эмиссия. Это повторяется до тех пор, пока в кристаллах не исчезнут дефекты, способствующие образованию локальных уровней. Локальные уровни в металлах образуются в поверхностных соединениях, особенно в окисных слоях. Согласно этому механизму изменение величины послеэмиссии при изменении температуры позволяет получать энергетическое распределение дефектов на поверхности и в приповерхностном слое.

Температурная зависимость послеэмиссии не только дает возможность судить о природе поверхностного слоя, но и поможет прогнозировать поведение катода в приборе.

Для изучения послеэмиссии с чистометаллических и металлокерамических катодов применялась методика, описанная в работе /4/. Сущность этого метода заключалась в том, что по времени запаздывания зажигания тлеющего разряда оценивался электронный ток, возникающий с катодов.

Однако в условиях тлеющего разряда из разрядного промежутка на катод поступают ионы, которые, адсорбируясь на его поверхности, создают сильное электрическое поле /5/. Это сильное электрическое поле способно вызвать автоэлектронную эмиссию из окисных пленок оптимальной толщины /6/. Таким образом, при использовании для измерения тока послеэмиссии метода измерения времени запаздывания зажигания тлеющего разряда необходимо учитывать возможность возникновения электронных токов разной природы.

Послеразрядная эмиссия электронов замерялась в приборе, представляющем собой стеклянный двухэлектродный разрядник с расстоянием между электродами 3 мм. Заварка прибора проводилась в атмосфере азота, после чего его подвергали обычной технологической обработке с целью обезгаживания стекла и достижения вакуума 10^{-7} мм рт.ст. Наполнялся прибор аргоном до давления 10 мм рт.ст.

Величина тока эмиссии электронов подсчитывалась по формуле $I = e/t_c$, где e — заряд электрона, t_c — среднее статистическое время запаздывания зажигания разряда.

Импульс напряжения, прикладываемого к электродам, имел прямоугольную форму. Амплитуда этого импульса в два раза превосходила статическое напряжение зажигания.

Прибор помещался в печь, которая полностью изолировала его от света, что исключало в настоящих экспериментах возникновение фотоэлектрической эмиссии с катода под действием светового излучения. Температура печи поднималась до 400°C . Через каждые 50°C измерялся ток послеразрядной эмиссии, для чего проводилось 20 замеров статистического времени запаздывания разряда. При каждой температуре изучалось изменение тока послеэмиссии со временем, при этом ток послеразрядной эмиссии определялся через 10, 30, 60 и 120 сек.

Результаты измерения послеразрядной эмиссии с монокристаллического вольфрама представлены на рис. 1.

Ток, соответствующий кривой 1, снимался с поверхности катода, предварительно отшлифованного механически и очищенного в условиях аномального тлеющего разряда при токе 70 ма в течение 15 мин. На электронограммах с катодов, подвергнутых такой обработке, окислов не обнаруживалось. В связи с этим естественно считать, что причиной появления максимума эмиссии электронного тока в диапазоне $150-200^{\circ}\text{C}$ являются дефекты, возникающие в процессе предварительной шлифовки поверхности катода.

При технологическом предварительном отжиге вольфрама перед заваркой катода локальные уровни, возникшие благодаря деформации поверхности, должны опустошиться. Обработка аномальным тлеющим разрядом вновь вызывает их заполнение. В случае очистки электродов длительным высокочастотным нагревом в вакууме больших токов послеэмиссии не должно возникать, что действительно и наблюдается (рис. 1, кривая 2).

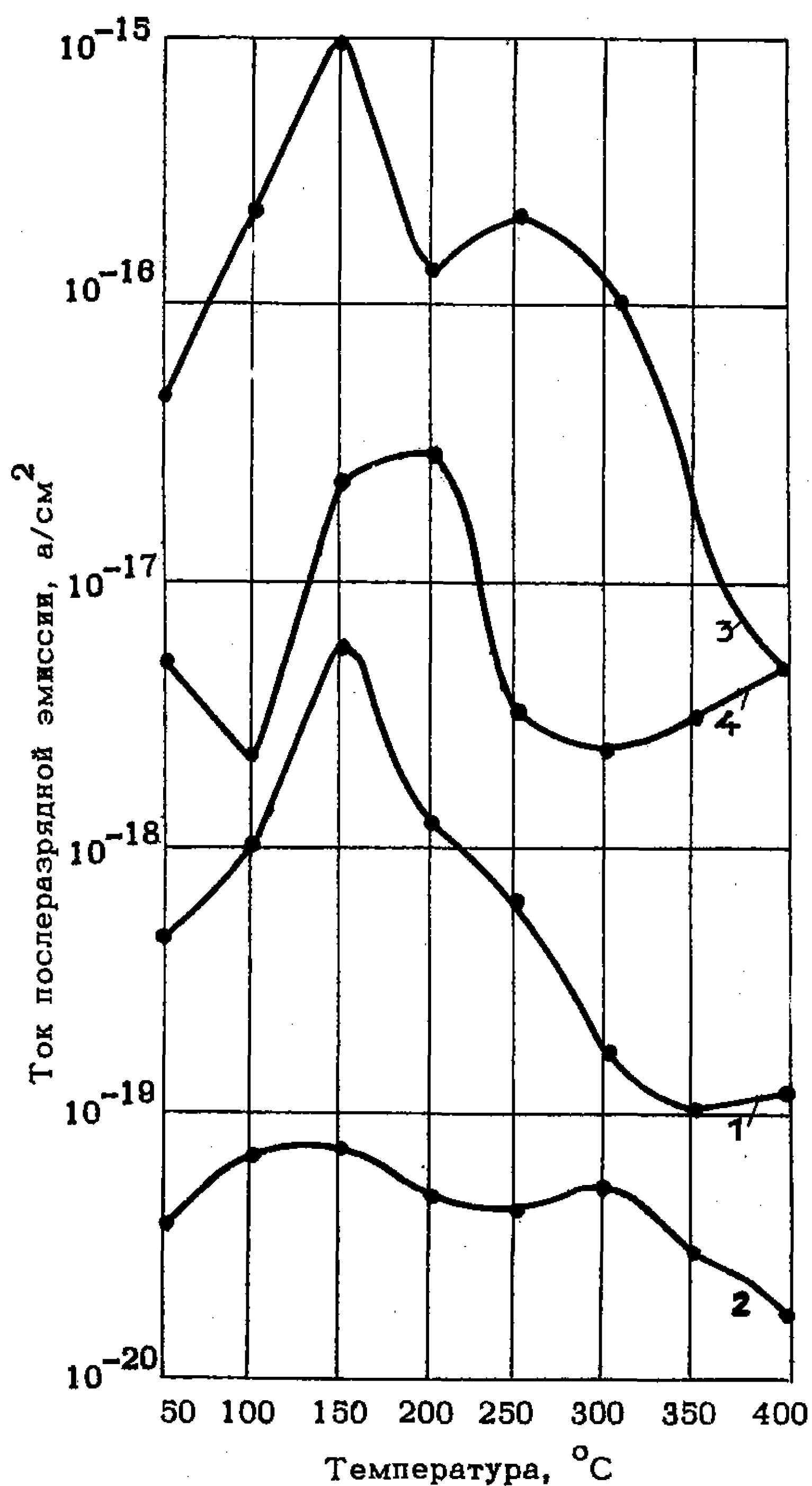


Рис. 1. Изменение послеразрядной эмиссии с чистометаллического вольфрамового катода при изменении температуры:

- 1 - катод обработан аномальным тлеющим разрядом;
- 2 - катод обработан высокочастотным нагревом;
- 3 - катод покрыт окислом WO_3 , измерение эмиссии при подъеме температуры;
- 4 - катод покрыт окислом WO_3 , измерение эмиссии при спаде температуры

рядного тока от температуры для (рис. 1, кривая 3).

Величина тока послеемиссии больше с катодов, имеющих на поверхности окисел, нежели с неокисленных катодов, при всех температурах в диапазоне 25-400°C.

Кривая зависимости послеразрядной эмиссии от температуры, снятая для окисленного катода при подъеме температуры, имеет кроме максимума при температуре 150°C, как и в случае неокисленного ка-

Зависимость максимального значения тока послеемиссии при температуре 150°C от поверхностных дефектов и облучения тлеющим разрядом подтверждается тем, что дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению плотности тока послеразрядной эмиссии с катода до значения 10^{-19} а/см². Как известно, такие токи появляются в газе за счет космического излучения и радиоактивных источников Земли.

Однако значительный спад тока послеразрядной эмиссии в интервале температур 250-400°C говорит не об исчезновении локальных уровней, способных эмиттировать электроны, а об их опустошении. Поэтому при повторном нагревании с этой поверхности при температурах 150-200°C опять наблюдался заметный ток послеемиссии, только по величине несколько меньший, чем на рис. 1, кривая 1.

В том случае, если на поверхности катода существует тонкая пленка окисла WO_3 , которая образуется в процессе всех технологических операций, предшествующих обработке в аномальном тлеющем разряде, зависимость послераз-

такого катода видоизменяется

тода, еще максимум при 250°C . Однако характер изменения тока послеразрядной эмиссии со временем различный.

Замеченная инерционность спада эмиссии при температурах 100, 200 и 250°C и тот факт, что величина тока послеэмиссии при 150°C через 120 сек приближается к значениям эмиссии при этих температурах, говорят, что причиной таких повышенных значений токов являются адсорбированные на катоде ионы газа. При увеличении температуры увеличивается подвижность газа около катода, уменьшается вероятность адсорбции ионов на катод. Вполне естественно, что при температуре $300-400^{\circ}\text{C}$ увеличивается скорость спада эмиссии и уменьшается величина тока.

В свете изложенных положений о причинах послеразрядной эмиссии интересна кривая изменения послеэмиссионного тока при снижении температуры от 400 до 50°C (рис.1, кривая 4).

С металлокерамических катодов на основе вольфрама из сплава ВНБ-3 ток послеэмиссии также меняется при изменении температуры (рис.2). Величина тока послеэмиссии с металлокерамических катодов,

находящихся в различных приборах, различна. Однако характер изменения послеразрядной эмиссии с увеличением температуры остается постоянным от прибора к прибору. Как и в случае чистометаллического вольфрамового катода, ток послеэмиссии возрастает при 150°C до значений $10^{-14} - 10^{-16}$ а/см² для различных приборов. При дальнейшем увеличении температуры до $250 - 300^{\circ}\text{C}$ величина его меняется незначительно, затем резко уменьшается.

Объяснить подобную зависимость в настоящее время трудно. Но, учитывая некоторые аналогии в поведении чистого вольфрама и металлокерамического сплава на

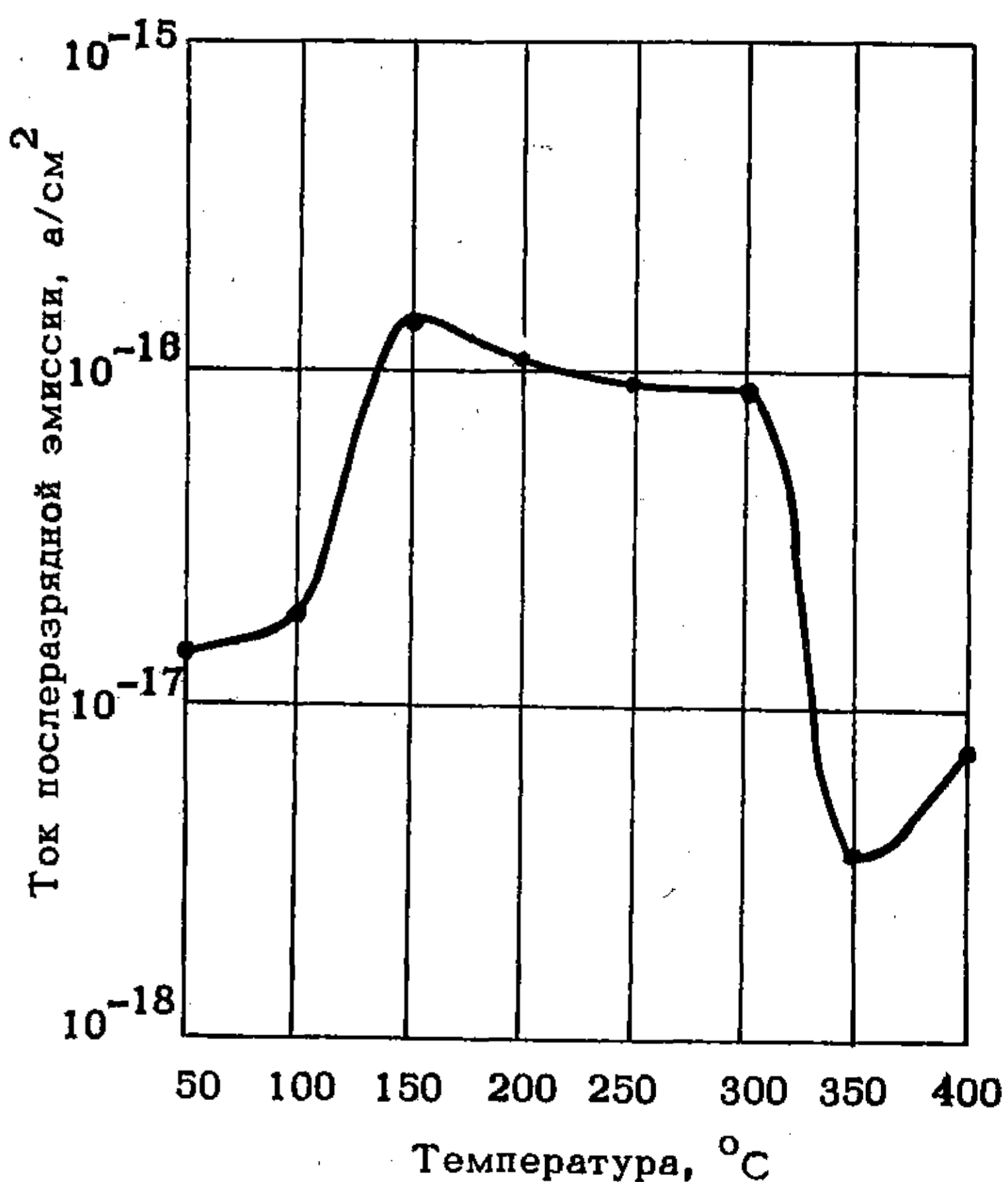


Рис.2. Изменение послеразрядной эмиссии с металлокерамического катода из сплава ВНБ-3 при изменении температуры

его основе и инерционность изменения эмиссии во времени при всех температурах, можно утверждать, что увеличение послеразрядного тока при 150°C зависит от состояния поверхности зерен вольфрама в сплаве и адсорбции ионов на катоде из разрядного промежутка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чистяков П.Н. Об одной возможности обнаружения остаточных пленок диэлектриков на поверхностях металлов. "Журнал технической физики", 1963, том XXXIII, №11.
2. Грунберг Л. Обзор явлений экзоэлектронной эмиссии. Сб. "Экзоэлектронная эмиссия", М., Изд. иностр. лит., 1962.
3. Хрбек А., Власакова Л. Изменение поверхности металлов после эмиссии электронов при атмосферных условиях. Сб. "Экзоэлектронная эмиссия", М., Изд. иностр. лит., 1962.
4. Татарникова Н.В., Чистяков П.Н. Установка для обнаружения тонких диэлектрических пленок на поверхностях металлов. "Приборы и техника эксперимента", 1966, №6.
5. Ilwellyn-Jones T., C.G.Morgan. "Proc. Roy. Soc.", 1958, A-218, p. 88.
6. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. Физматгиз., 1958.

Статья получена 19 февраля 1971 г.

УДК 621.52.001.24

А.М.БЕЛКИН, В.Ф.ЕГОРОВ, А.Н.МОИСЕЕНКОВ,
А.Г.НИКИТЕНКО, В.В.ПЕТРОВ

**РАСЧЕТ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МАЛОГАБАРИТНЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВАКУУМНЫХ КЛАПАНОВ**

Изложена упрощенная методика расчета и конструирования малогабаритных электромагнитных вакуумных клапанов, которая позволила получить ряд достаточно надежных клапанов с минимальными габаритами.

ВВЕДЕНИЕ

Конструктивное выполнение вакуумных схем требует решения вопросов, связанных с коммутацией вакуумных трубопроводов.

Основными коммутационными элементами являются вакуумные клапаны. В зависимости от своего назначения, они отделяют вакуумные объемы от атмосферы либо друг от друга, осуществляют аварийные блокировки, применяются для наполнения приборов и других технологических операций. Количество вакуумных клапанов на каждом виде оборудования зависит от его назначения и в некоторых случаях превышает 100 шт (полуавтоматы откачки и наполнения ГРП). По этой причине надежность и долговечность откачного оборудования в значительной мере зависит от качества работы вакуумных клапанов. С другой стороны, производительность, степень механизации и автоматизации оборудования зависят от рода привода клапанов. В настоящее время по мере внедрения автоматизированного откачного оборудования все более широкое применение в вакуумной технике находят вакуумные клапаны с электромагнитным приводом. Это повлекло за собой создание целого ряда отличных друг от друга конструкций, в большинстве своем узко специального назначения, которые не идентичны по своему решению, но в то же время мало отличаются по основному параметру — условному проходу.

Такое положение создает дополнительные трудности при проектировании и изготовлении откачного оборудования и увеличивает его стоимость. Кроме того, габаритные размеры этих клапанов значительно превышают допустимый минимум. Например, размеры серийно выпускаемого клапана Ду-20Мк (с резиновым уплотнением) составляют 210x103x86 мм. Несколько лучше выполнены клапаны, применяемые для автоматической откачки ГРП /I/, хотя габариты их также далеки от оптимального минимума.

Создание более совершенных конструкций вызывает необходимость улучшения характеристик клапанов этого типа и разработки более компактных устройств с примерными габаритами: по высоте - $(5\div 6)d_y$ по диаметру $(2\div 3)d_y$, которые могли бы легко сочетаться с современными системами.

ВЫБОР И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ

При проектировании вакуумной запорной арматуры определяющими узлами конструкции являются привод и уплотняющие элементы. Простота конструкции, малые габариты и вес, а также высокая скорость срабатывания - главные преимущества электромагнитного привода. При выборе источника питания электромагнита учитывалось, что средняя величина силы тяги электромагнита переменного тока будет вдвое меньше, чем сила тяги в электромагните постоянного тока, следовательно, вес привода возрастет по крайней мере в два раза. Кроме того, из-за необходимости предотвратить чрезмерные потери, вызванные вихревыми токами, магнитопровод приходится выполнять из шихтованного материала. Такое исполнение магнитопровода приводит к увеличению габаритов, а также предопределяет призматическую форму частей магнитопровода. В электромагнитах постоянного тока все перечисленные выше ограничения отпадают. Поэтому для увеличения силы тяги, снижения веса и простоты конструкции принимаем для питания катушки постоянный ток с форсированным режимом работы:

- повторно-кратковременный с напряжением 200 в и продолжительностью рабочего периода не более 0,1 сек;
- продолжительный с напряжением 12 в и относительной продолжительностью включения (ПВ) до 100%.

Сочетание таких режимов работы позволило получить максимальное тяговое усилие без перегрева катушки.

По конструкции был принят привод, представляющий собой прямоходный магнит втяжного типа с плоским стопом. Такая конструкция имеет крутовозрастующую тяговую характеристику, близкую к характеристике возвратной пружины. Магнитная цепь образует замкнутый контур, где при наличии намагничивающей силы образуется магнитный поток, вдоль которого замыкаются линии магнитной индукции. Под действием этого потока якорь будет испытывать определенную силу (рис.1). Конструктивно магнитопровод выполнен следующим образом: втягивающая катушка 1 размещена внутри магнитопровода, образованного кожухом 2, стопом 3 и корпусом 4. Направляющая движения 5, внутри которой перемещается сердечник 6, представляет собой гильзу, изготовленную из немагнитной стали Х18Н10Т. Детали магнитопровода, в том числе и подвижный сердечник, - из электротехнической стали марки Э.

Размеры ядра электромагнита, т.е. сечения сердечника, окна катушки и магнитопровода зависят от величины тягового усилия (усилия,

необходимого для создания герметичного уплотнения) и величины хода сердечника. Усилие, необходимое для создания герметичного уплотнения, зависит, во-первых, от перепада давлений коммутируемых объемов и, во-вторых, от рода материалов уплотнительных элементов. Первое определяется величиной условного прохода. Это усилие прижимает уплотняющую манжету к седлу, поэтому направление откачки должно быть строго определенным и оговаривается в технических условиях на клапан.

Основные требования, которым должен удовлетворять материал уплотнителя, — это наибольшая вакуумная плотность при самых малых толщинах и наименьшее газоотделение даже при повышенной температуре. С этой точки зрения в качестве уплотнителя могут быть использованы как вакуумная резина, так и фторопласт, но газоотделение фторопласта примерно в 40 раз меньше, чем у резины, поэтому в нашем случае фторопласт является более приемлемым материалом.

Фторопласт 4 обладает целым рядом выгодных свойств: он хорошо обрабатывается резанием и позволяет получать чистоту поверхности V9-10. Заметное выделение паров фтора наступает при температурах выше 200°C, хрупкость — при температуре ниже -70°C. Предел упругости фторопласта на сжатие составляет 30 кг/см². Следовательно, при нагрузке порядка 20-25 кг/см² деформации не будут выходить за пределы упругих и остаточных деформаций манжеты не возникает. Опытным путем выявлено, что деформации фторопласта зависят не только от удельных давлений, но и от площади его сечения. Наиболее стабильно ведут себя фторопластовые оболочки толщиной 2-3 мм. Кроме того, фторопласт обладает малым коэффициентом трения по сталям, что также способствует уменьшению износа.

Величину удельных нагрузок, вызванных перепадом давлений коммутируемых объемов, можно определить по следующей формуле /2/:

$$q_{\text{уд}} = \frac{C + Kp}{\sqrt{b}} \text{ кг/см}^2,$$

где C — постоянная величина, зависящая от материала уплотнительных поверхностей. Для стали по фторопласту $C = 18$;

K — коэффициент, учитывающий влияние давлений среды на величину удельного давления, $K = 0,9$;

p — рабочее давление среды (атмосферное давление);

b — толщина уплотнителя в миллиметрах.

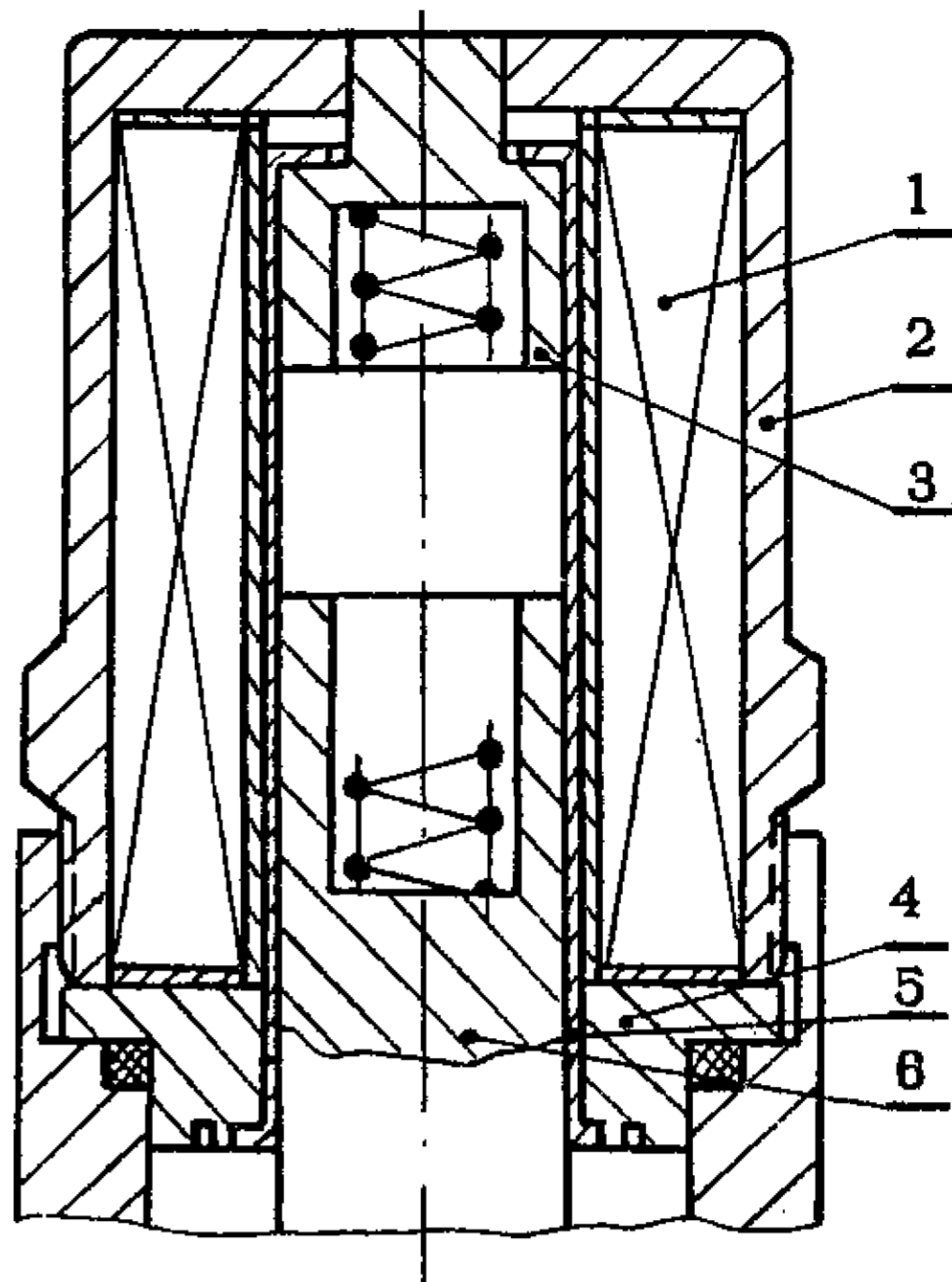


Рис. 1. Схема электромагнитного привода:

1 — катушка; 2 — кожух; 3 — стоп;
4 — корпус; 5 — направляющая движения (разделительная втулка);
6 — сердечник

Таким образом,

$$q_{\text{уд}} = \frac{18 + 0,9 \cdot 1}{\sqrt{3}} = 11 \text{ кг/см}^2.$$

Экспериментальным путем было выявлено, что принятая конструкция уплотнительных элементов обеспечивает герметичность даже при таком значении удельного давления. Кроме того, в момент закрытия клапана на его уплотняющих элементах возникают значительные динамические усилия.

По данным литературных источников /2/, сердечник электромагнита в момент закрытия перемещается со скоростью 5 м/сек, которая падает до величины 2 м/сек в момент соприкосновения манжета с седлом. Дальнейшее перемещение сердечника происходит до его полной остановки за счет упругой деформации манжеты. Таким образом, средняя скорость сердечника $v_{\text{ср}}$ будет равна 3,5 м/сек.

При величине хода $H = 15$ мм время перемещения сердечника составит:

$$t = \frac{H}{v_{\text{ср}}} = \frac{0,015}{3,5} = 0,0043 \text{ сек.}$$

Среднее ускорение сердечника в этом случае будет равно:

$$a_{\text{ср}} = \frac{v_{\text{н}} - v_{\text{к}}}{t} = \frac{5 - 2}{0,0043} = 100 \text{ м/сек}^2$$

При весе сердечника 0,1 кг усилие от удара составит:

$$P_{\text{д}} = m \cdot a = \frac{0,1}{9,8} \cdot 100 = 7,1 \text{ кг.}$$

Соприкосновение уплотняющих элементов будет происходить по кольцевой поверхности со средним диаметром 25 мм и шириной поверхности 3-3,5 мм. Площадь поверхности контакта при этом будет равна (для клапана с $d_{\text{у}} = 25$):

$$F = \pi D_{\text{ср}} \Delta = 3,14 \cdot 25 \cdot 0,3 = 2,3 \text{ см}^2$$

Удельные нагрузки от динамических усилий будут равны:

$$q_{\text{д}} = \frac{P}{F} = \frac{7,1}{2,3} = 3,1 \text{ кг/см}^2$$

Для того, чтобы материал уплотняющих элементов работал в оптимальных условиях, необходимо выполнить следующие условия:

$$q_{\text{упл}} \ll q_{\text{ф}} < q_{\text{п}},$$

где $q_{\text{п}}$ - максимально-допустимое давление для данного типа материала. Для фторопласта 4 $q_{\text{п}} = G_{\text{T}} = 30 \text{ кг/см}^2$.

Невыполнение левой части неравенства приведет к нарушению герметичности, правой - к преждевременному разрушению прокладки.

Для возврата подвижных частей электромагнита служит специальная пружина, развивающая усилие 2 кг. Удельные нагрузки, вызванные ее наличием, составляют:

$$q_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{пр}}}{F} = \frac{2}{2,3} = 0,87 \text{ кг/см}^2$$

Фактические удельные нагрузки на уплотняющих элементах будут составлять:

$$q_{\phi} = q_{уд} + q_{д} + q_{пр} = 11+3,1+ 0,87 = 15 \text{ кг/см}^2.$$

Следовательно, поставленное ранее условие выполнено. Суммарное усилие, преодолеваемое электромагнитом в момент открытия клапана, будет складываться из веса подвижных частей (P); усилия, вызванного атмосферным давлением ($p_{атм}$); усилия пружины ($P_{пр}$).

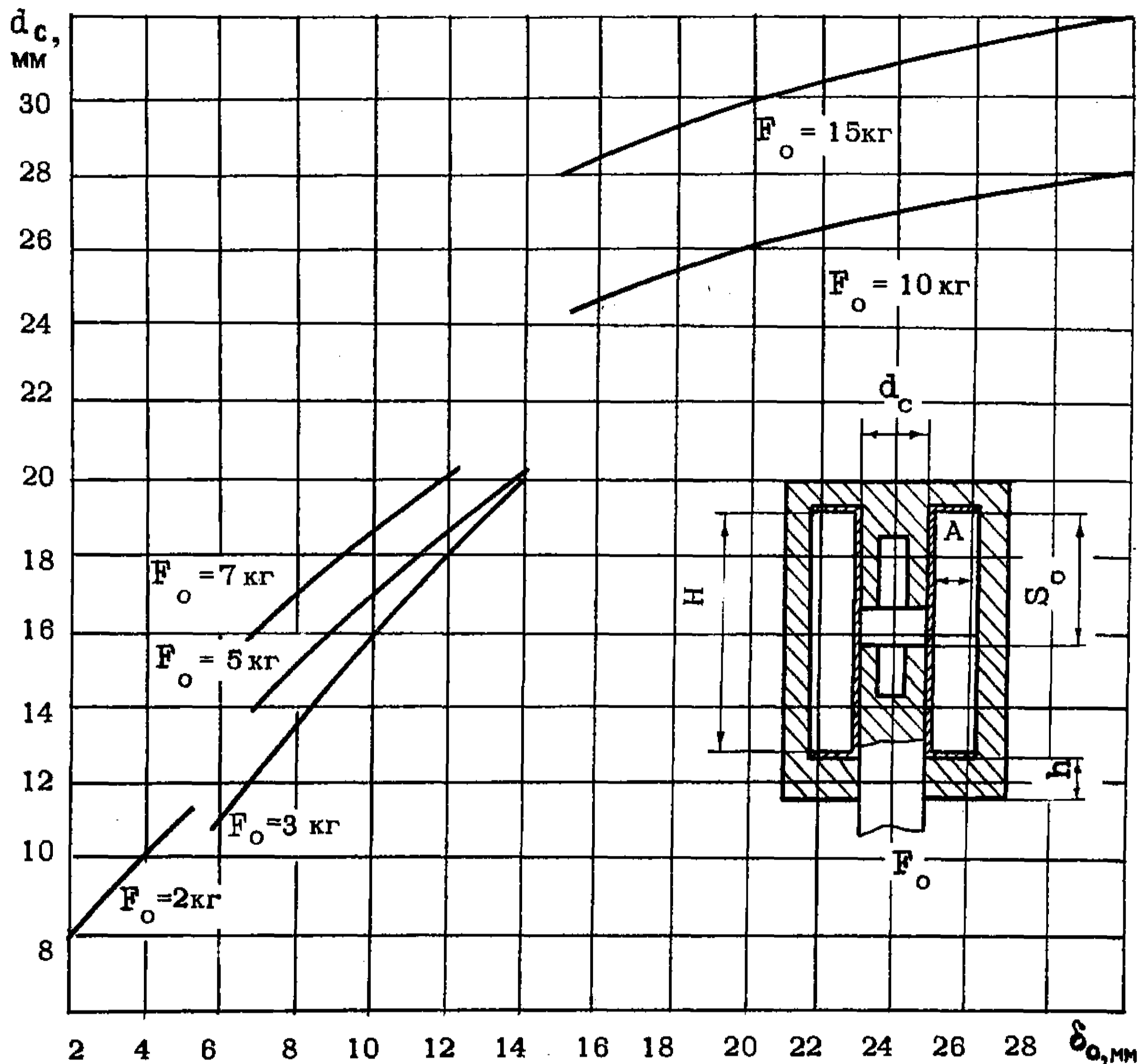


Рис. 2. График зависимости диаметра сердечника d_c от величины критического зазора δ_0 для различных значений критических усилий

Таким образом определяются исходные данные для дальнейшего расчета ядра электромагнита. В ряде литературных источников [3,4,5,6] имеются рекомендации по выбору параметров электромагнита (величины индукции в зазоре и в стали, соотношения высоты и ширины катушки). Однако раздробленность рекомендаций и значительное число параметров, определяющих расчет электромагнита, не дает четкой ориентации по выбору основных параметров. По этой причине была проведена экспериментальная выборка рекомендаций, которая позволила значительно упростить расчет и получить оптимальные размеры ядра электромагнита. Методика этого расчета в данной статье не приводится.

В ходе работы было учтено, что такое упрощение часто приводит к потере точности. Поэтому для сравнительной оценки результатов рас-

чета был произведен расчет ряда электромагнитных приводов на электронно-вычислительной машине "Минск-22". При расчете на ЭВМ целесообразно применение более точных расчетных формул, даже если они оказываются громоздкими. Задача решалась методом обхода узлов пространственной сетки. При этом электронная машина отбрасывала все варианты, для которых не удовлетворяются заданные ограничения, а из вариантов, для которых ограничения выполняются, выбирала лишь лучший по критерию объема ядра электромагнита. Сравнительный анализ результатов показал хорошую сходимость основных параметров.

Усредненные результаты расчетов определяющих размеров ядра электромагнита приведены на графике (рис. 2).

С помощью этого графика можно производить расчет всех основных параметров привода броневое типа по следующим зависимостям:

- а) толщина слоя намотки $A = d_c \cdot 0,5$;
- б) высота катушки $H = d_c \cdot 3$;
- в) высота стопа $\Delta = H \cdot 0,3$;
- г) высота ворончика $h = d_c \cdot 0,85$.

При этом трудоемкость расчета сокращается в 5-6 раз.

Толщина стенок магнитопровода определяется из условия равенства площадей сечений. Сечение провода и число витков катушки определяется по общепринятым формулам исходя из условий нагрева.

При проектных расчетах рекомендуется выдерживать соотношение:

$$\frac{I \cdot \omega}{F_0 \text{ кг}} \approx 1100 + 1400,$$

где I - сила тока, а;
 ω - число витков.

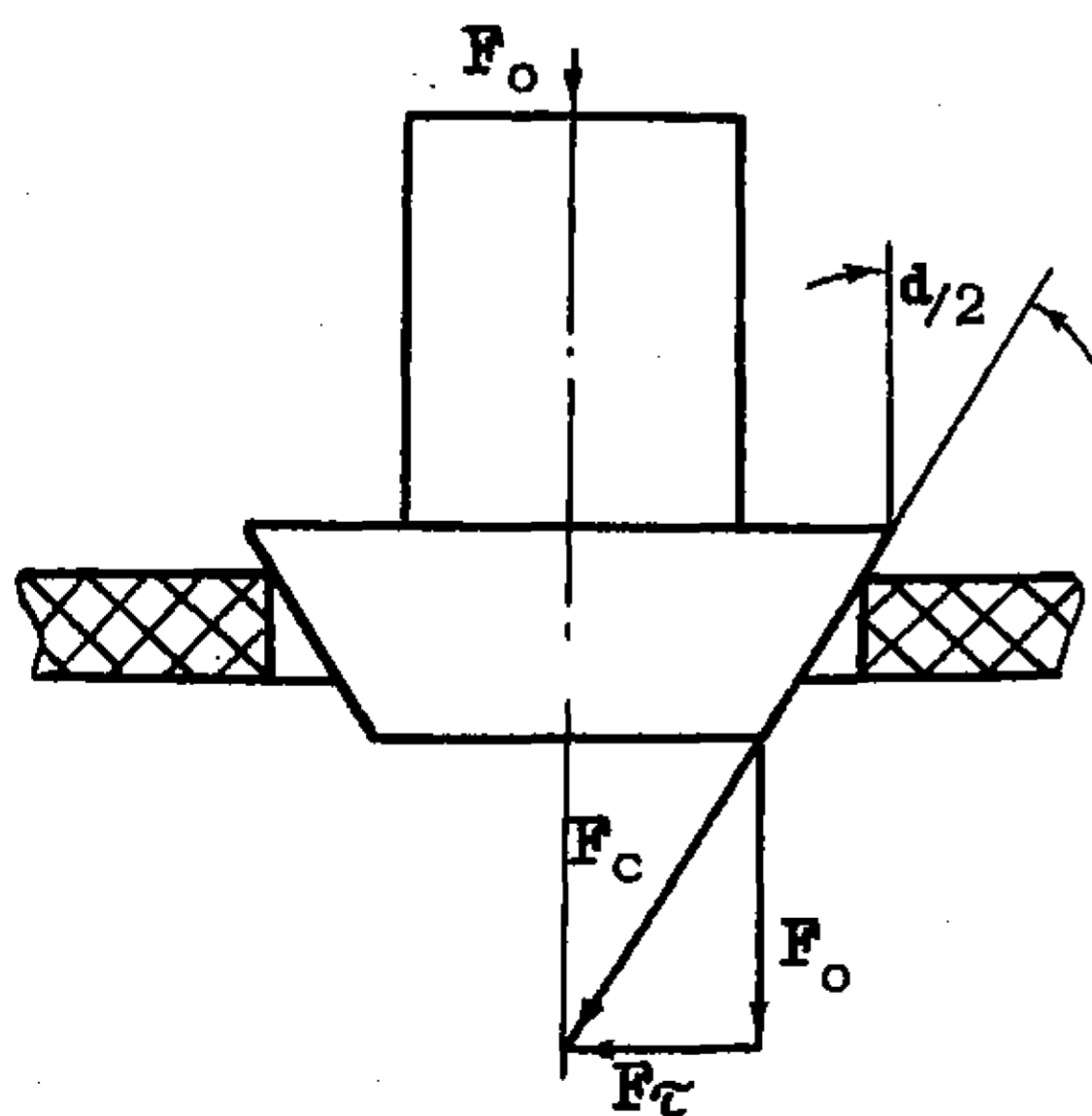


Рис. 3. Схема сил, действующих на уплотнительные элементы

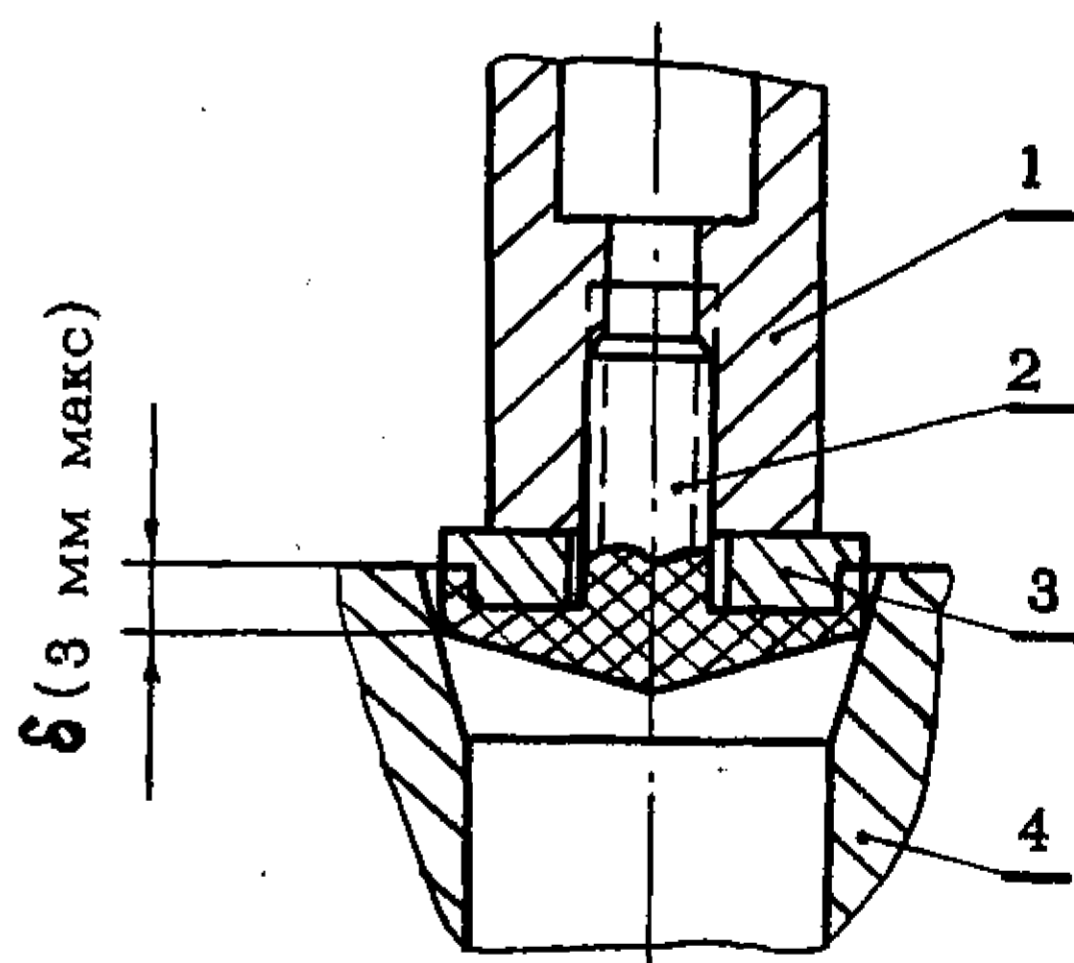


Рис. 4. Конструкция уплотняющих элементов:
 1 - сердечник; 2 - фторопластовая манжета; 3 - армирующий вкладыш; 4 - коническая втулка (принадлежность корпуса)

Геометрия уплотняющих элементов клапана выбиралась из следующих соображений: в общем случае на них действует система сил, представленная на рис. 3. Оптимальный угол между направлениями сил F_c и F_τ , одна из которых F_c вызывает истирание элементов, а другая F_τ - деформацию сжатия, был выявлен экспериментальным путем и лежит в пределах $25-30^\circ$.

При выборе формы фторопластовых уплотнителей учитывалось также и то, что фторопласт способен под сжимающей нагрузкой заполнять граничащие с ним свободные объемы; по этой причине нерабочие поверхности целесообразно армировать металлом. В процессе проведенных экспериментов были изготовлены и испытаны уплотнители различных конфигураций. Было установлено, что наилучшие показатели по долговечности дает сочетание стальной конической втулки с углом конуса $25-30^\circ$ и тонкостенной армированной фторопластовой манжеты. Причем, высота цилиндрической части поверхности контакта не должна превышать 3 мм ввиду того, что при ее дальнейшем увеличении происходит нарушение герметичности. Принятый вид уплотнения показан на рис. 4. Тонкостенная фторопластовая манжета 2 ввертывается в сердечник I. В манжету вложен армирующий вкладыш 3, который ограничивает деформации сжатия и препятствует возрастанию размера δ по мере износа, так как было установлено, что клапан сохраняет герметичность при значениях $\delta < 3$ мм. Неподвижным уплотняющим элементом служит боковая поверхность конической расточки в корпусе клапана.

ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

На основании изложенных данных был спроектирован ряд вакуумных электромагнитных клапанов с диаметрами условных проходов: d_{y5} , d_{y15} , d_{y25} . Все клапаны имеют идентичную конструкцию, а их основные технические характеристики приведены в таблице.

d_y , мм	Время срабатывания не более, сек	Напряжение питания, в	Ход якоря, мм	Усилие катушки, кг	Габариты, мм			Вес, кг
					Диаметр корпуса	Высота	Расстояние между фланцами	
5	0,1	200/12	4	1,5	27	64	67	0,33
15	0,1	200/12	8	5,15	40	106	100	0,99
25	0,1	200/12	15	11,4	50	122	117	1,73

Клапан работает следующим образом: в момент подачи напряжения на катушку электромагнита 3 подвижный сердечник 4 вместе с закрепленной на нем фторопластовой уплотняющей манжетой 8 под действием магнитного потока сжимает возвратную пружину 5 и поднимается вверх до соприкосновения со стопом I. В этом положении клапан открыт. Разделительная втулка 10 является в то же время направляющей движения, а ее фланец 9 – воротником. Наружный кожух катушки 2 служит ярмом электромагнита, а нарезанная на нем резьба передает усилие на уплотняющую прокладку 6.

В зависимости от своего исполнения клапаны имеют один или два боковых отвода, к которым приворачиваются присоединительные патрубки 7 трех различных типов.

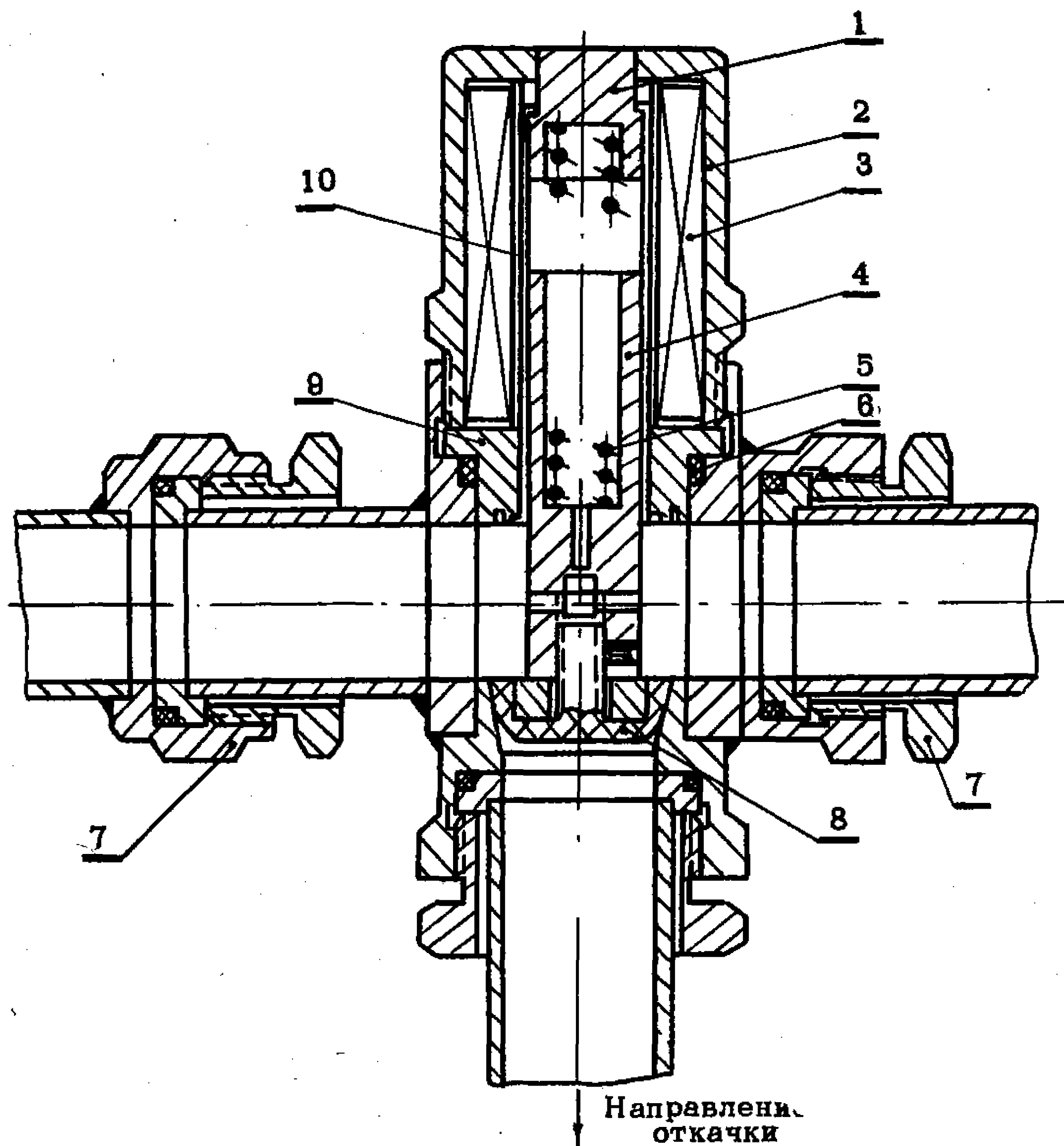


Рис. 5. Электромагнитный вакуумный клапан:
 1 - стоп; 2 - кожух; 3 - катушка электромагнита; 4 - сердечник (якорь);
 5 - возвратная пружина; 6 - уплотняющая прокладка; 7 - соединитель-
 ный патрубок; 8 - уплотняющая манжета; 9 - воротник; 10 - разделятель-
 ная втулка

Кроме универсальности применения и малых габаритов, клапан имеет еще следующие эксплуатационные достоинства: все уплотнительные прокладки взаимозаменяемы (для определенного d_y), конструкция позволяет производить замену изношенной уплотняющей манжеты без демонтажа вакуумпроводов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Клапаны предлагаемой конструкции показали достаточно высокую эксплуатационную надежность: натекание атмосферного воздуха по уплотняющим элементам после 6000 срабатываний не превышает порога чувствительности гелиевого течеискателя ПТИ-7. Однако проектирование высокопроизводительных откачных автоматов выдвигает задачу создания клапанов, способных сохранять герметичность после 15-20 тыс. срабатываний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белкин А.М. и др. Элементы автоматического оборудования откачки ГРП. "Электронная техника", сер. 3 "Газоразрядные приборы", 1969, вып. 3(15).
2. Пржиалковский А.А., Щучинский С.Х. Электромагнитные клапаны. Л., изд. "Машиностроение", 1967.

3. Витенберг М.И. Расчет электромагнитных реле. Госэнергоиздат, 1961.
4. Миловзоров В.П. Электромагнитная техника. Изд. "Высшая школа", 1966.
5. Гордон А.В., Сливинска А.Г. Электромагниты переменного тока. Изд. "Энергия", 1968.
6. Любчик М.А. Силовые электромагниты аппаратов и устройств автоматки постоянного тока. Изд. "Энергия", 1968.
7. Пеккер И.И., Никитенко А.Г. Расчет электромагнитных механизмов на вычислительных машинах. Изд. "Энергия", 1967.

Статья получена 30 января 1971 г.,
после переработки 2 февраля 1972 г.

УДК 621.311.6.001.027.3

В.З.БОРДУКОВА, Э.И.КУЛАВИНА,
Н.П.СМАРАГДИН

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ СТАБИЛИЗАТОР НАПРЯЖЕНИЯ

Описан транзисторный стабилизированный источник питания на напряжении 4-6 кВ при токе нагрузки до 30 мА. Нестабильность выходного напряжения не более 0,1%.

В настоящее время при создании высоковольтных стабилизированных источников питания широко применяют преобразователи напряжения постоянного тока, которые позволяют существенно снизить габариты и вес источника. На этом принципе был разработан высоковольтный стабилизатор напряжения, в котором высокое напряжение получено путем преобразования постоянного напряжения низковольтного стабилизатора. С помощью этого стабилизатора изменяется напряжение питания преобразователя и, в свою очередь, сам стабилизатор управляется высоким выходным напряжением через цепь обратной связи /1/.

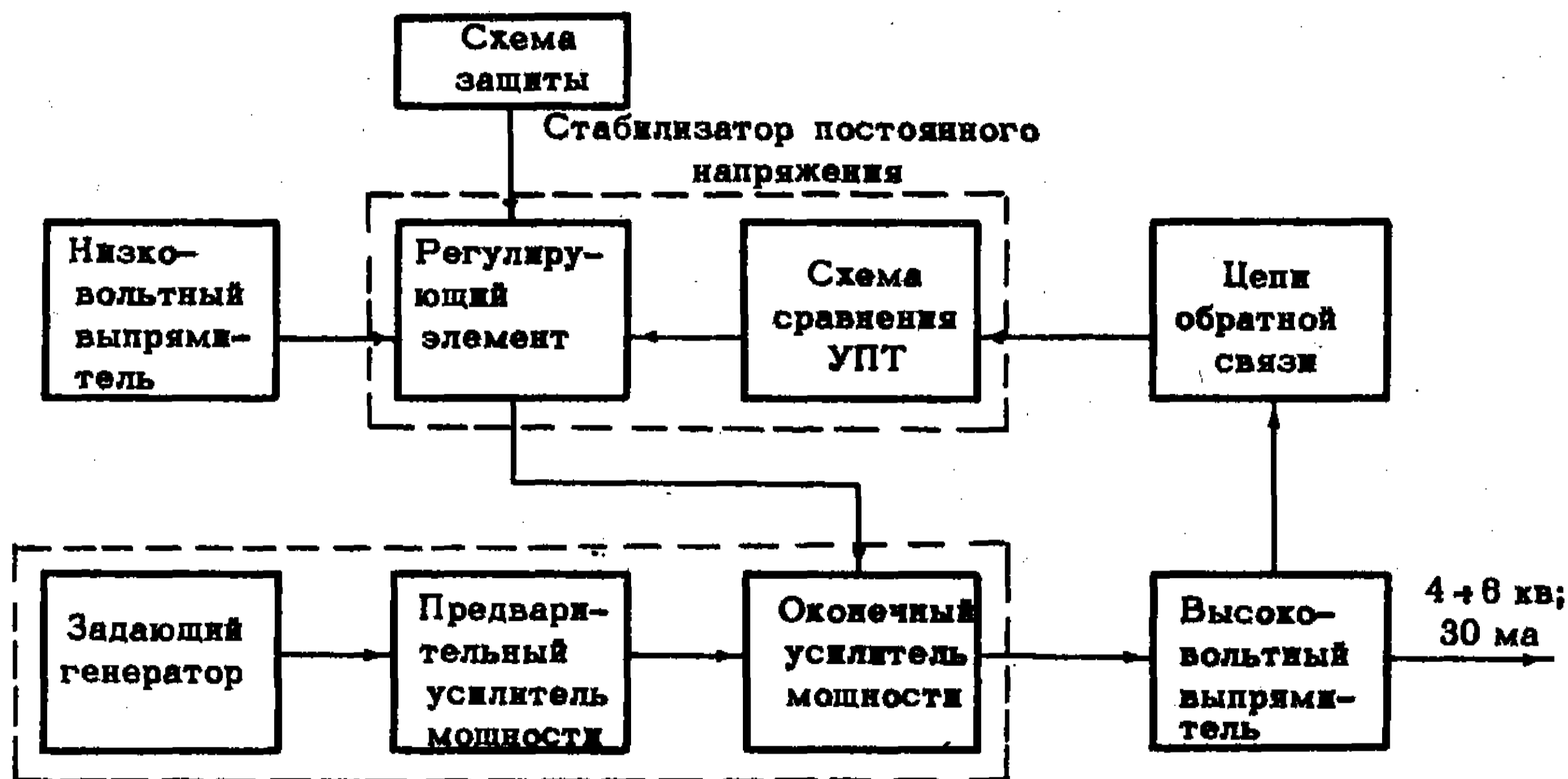


Рис. 1. Блок-схема высоковольтного стабилизатора напряжения

Блок-схема высоковольтного стабилизатора напряжения приведена на рис. 1. Регулирование высокого напряжения происходит в цепи постоянного тока низкого напряжения. Регулирующий элемент включен после низковольтного выпрямителя.

В качестве регулирующего элемента стабилизатора постоянного тока применен составной транзистор. Схема сравнения представляет собой дифференциальный усилитель на двух транзисторах с источником опорного напряжения в базовой цепи.

Преобразователь напряжения выполнен с задающим генератором прямоугольных импульсов, что позволяет получить более высокий к.п.д. и большую выходную мощность, чем в случае преобразователя с самовозбуждением. Кроме этого регулирование выходного напряжения в широких пределах не изменяет формы и частоты прямоугольных импульсов и, следовательно, не влияет на стабильность выходного напряжения. В качестве задающего генератора прямоугольных импульсов использована схема мультивибратора. Частота импульсов 1 кГц. Оконечный усилитель мощности выполнен по мостовой схеме и работает в режиме класса В. Высоковольтный выпрямитель собран по мостовой схеме с емкостным фильтром. Цепь обратной связи низковольтная. На высоковольтном трансформаторе преобразователя имеется обмотка обратной связи с коэффициентом передачи 1:1. Применение специальной обмотки обратной связи позволило применять низковольтный делитель и, следовательно, обеспечить большую стабильность за счет использования более точных низкоомных резисторов и уменьшить мощность, потребляемую делителем, по сравнению с высокоомным делителем.

Коэффициент стабилизации высоковольтного стабилизатора напряжения (K), построенного на этом принципе, определяется выражением:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_{U1}} + \frac{1}{K_{U2}} + \frac{1}{K_{оп}}$$

где K_{U1} - коэффициент стабилизации при изменении напряжения U_1 ;
 K_{U2} - коэффициент стабилизации при изменении напряжения U_2 ;
 $K_{оп}$ - коэффициент стабилизации опорного напряжения $U_{оп}$.

Схема для расчета коэффициента стабилизации представлена на рис. 2. Определим каждую составляющую K_{U1} , K_{U2} , $K_{U_{оп}}$.

Коэффициент стабилизации K_{U1} можно записать как отношение:

$$K_{U1} = \frac{\Delta U_1 / U_1}{\Delta U_H / U_H} = \frac{\Delta U_1 / U_1}{n \cdot \Delta U_{ст} / U_{ст}} \approx \frac{\Delta U}{\Delta U_{ст}} \cdot n, \quad (1)$$

где n - коэффициент передачи преобразователя

$$n \approx \frac{U_H}{U_{ст}} = \frac{\Delta U_H}{\Delta U_{ст}} = \frac{\Delta I_{ст}}{\Delta I_H} \quad (2)$$

U_H - напряжение на выходе преобразователя;

$U_{ст}$ - напряжение на входе преобразователя;

U_1 - напряжение на входе стабилизатора;

I_H - ток в нагрузке;

$I_{ст}$ - ток на выходе низковольтного стабилизатора;

ΔU_H , $\Delta U_{ст}$, ΔU_1 , ΔI_H , $\Delta I_{ст}$ - приращения соответствующих электрических величин.

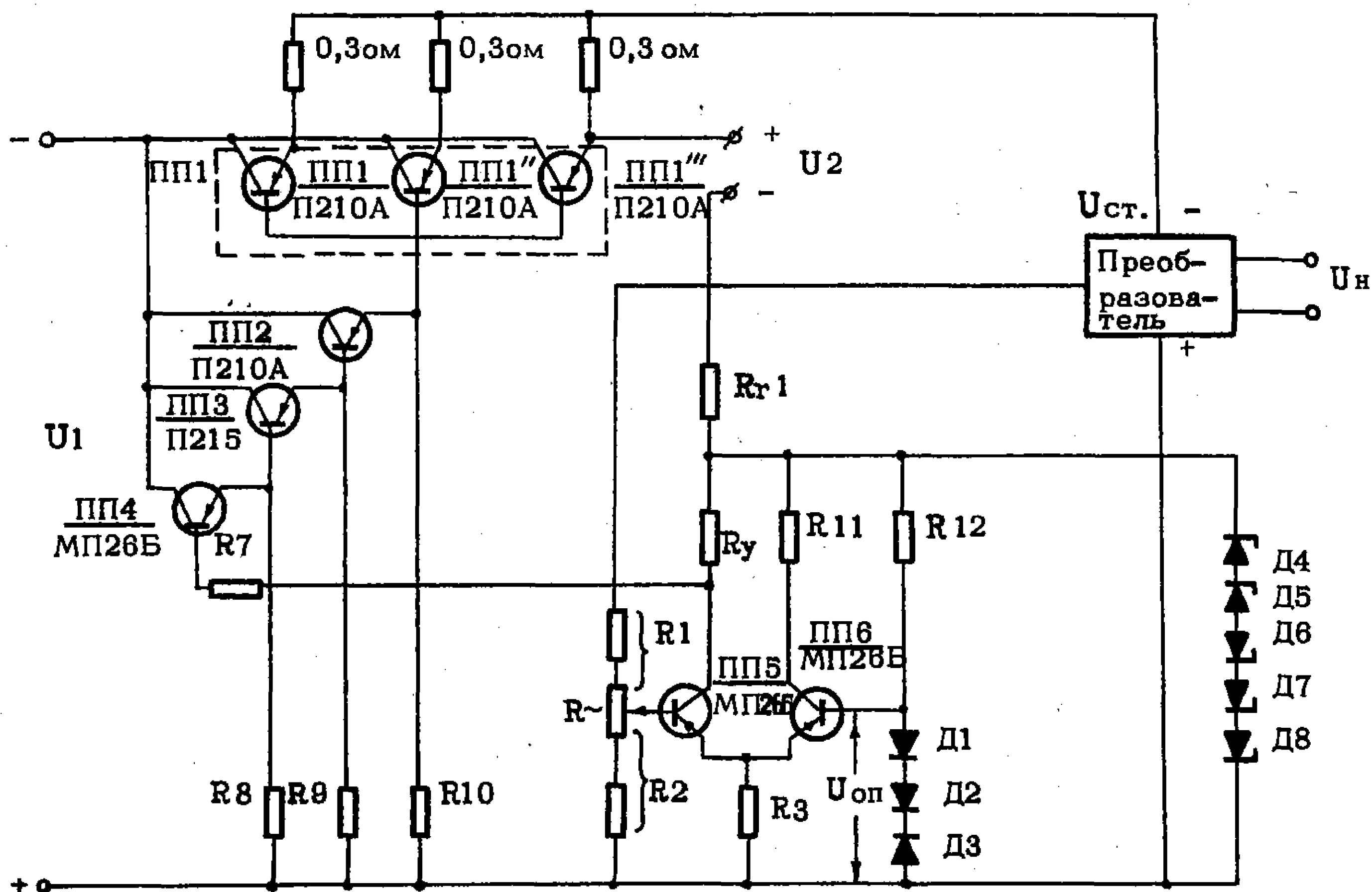


Рис. 2. Схема для расчета коэффициента стабилизации

Приращения напряжения и тока базы регулирующего транзистора ПП1 можно выразить формулами:

$$\Delta U_{\delta} = \Delta U_1 - \Delta U_{ст} = (\Delta I_{ст} - \beta \cdot \Delta I_{\delta}) \cdot R_1 \quad (3)$$

$$\Delta I_{\delta} = S_1 \cdot \Delta U_1 + S_2 \cdot \Delta U_H, \quad (4)$$

где β - коэффициент усиления по току регулирующего составного транзистора;

R_1 - внутреннее сопротивление регулирующего составного транзистора;

S_1 - крутизна усилителя обратной связи по входному напряжению U_1 ;

$$S_1 = \frac{\Delta I_{\delta}'}{\Delta U_1}$$

S_2 - крутизна усилителя обратной связи по выходному напряжению.

$$S_2 = \frac{\Delta I_{\delta}''}{\Delta U_H}$$

Решая совместно уравнения (2), (3), (4) относительно $\frac{\Delta U_1}{\Delta U_H}$, найдем

$$\frac{\Delta U_1}{\Delta U_H} = \frac{1 + \frac{n \cdot R_1}{R_H} - \beta \cdot R_1 \cdot S_2}{1 + \beta \cdot S_1 \cdot R_1}$$

Подставив выражение (5) в (1), имеем

$$K_{U1} = \frac{1 + \frac{\eta^2 \cdot R_i}{R_H} - \beta \cdot \eta \cdot R_i \cdot S_2}{1 + \beta \cdot S_1 \cdot R_i},$$

где коэффициент β представляет собой коэффициент усиления по току составного регулирующего транзистора (III1, III2, III3, III4)

$$\beta = \beta_1 \cdot \beta_2 \cdot \beta_3 \cdot \beta_4;$$

$\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4$ - коэффициенты усиления по току соответствующих транзисторов III1, III2, III3, III4.

R_i - внутреннее сопротивление составного транзистора (III1, III2, III3, III4).

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_{i1}} + \frac{1}{R_{i2}} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{1}{R_{i4}}$$

Крутизна усилителя обратной связи по входному напряжению

$$S_1 = \frac{1}{R} = \frac{1}{R_{i2}} + \frac{1}{R_{i3}} + \frac{1}{R_{i4}}$$

Крутизна усилителя обратной связи по выходному напряжению

$$S_2 = - \frac{\Delta I_{\delta}''}{\Delta U_H} = - \frac{\beta_5(\beta_4+1)(\beta_3+1)(\beta_2+1)}{[(\beta_5+1)R_3 + R_{вх5}](1 + \frac{R_1}{R_2}\eta) + R_1 \cdot \eta},$$

где $R_{вх5}$ - входное сопротивление транзистора III5;

β_5 - коэффициент усиления по току транзистора III5.

Коэффициент стабилизации

$$K_{U2} = \frac{R_{Г1} \cdot R_c \cdot R_y \cdot U_{ст}}{R_d \cdot R_{вх5} \cdot A \cdot U_2},$$

где $R_{Г1}$ - гасящее сопротивление параметрического стабилизатора, состоящего из $R_{Г1}$ и стабилитронов Д4-Д8;

R_y - сопротивление нагрузки транзистора III5 усилителя постоянного тока;

R_d - динамическое сопротивление стабилитронов Д4-Д8.

Коэффициенты K_c и A определяются схемой сравнения и приведены в литературе /1/.

Для данного стабилизатора коэффициент

$$A = 1 + \frac{R_{вх6} + \frac{R_d}{\beta_6} + (R_1 + R_2)(1 - m) \frac{m}{\beta_6}}{R_{вх6}},$$

где $R_{вх6}$ - входное сопротивление транзистора III6.

Коэффициент стабилизации

$$K_{оп} = \frac{R_{Г1} \cdot R_{Г2} \cdot U_{оп}}{R_d \cdot R_{\partial} \cdot U_2},$$

где R_{r2} - гасящее сопротивление в цепи опорных стабилизаторов ДІ-ДЗ;

R_{∂} - динамическое сопротивление опорных стабилизаторов ДІ-ДЗ;

$U_{оп}$ - напряжение опорных стабилизаторов ДІ-ДЗ.

Температурная нестабильность высоковольтного стабилизатора напряжения зависит в основном от температурных изменений опорного напряжения $U_{оп}$ и изменения напряжения базы транзисторов схемы сравнения. Так как в стабилизаторе применена дифференциальная схема сравнения, имеет место температурная компенсация изменений напряжения и тока базы транзисторов.

В качестве источника опорного напряжения служат кремниевые стабилизаторы. Для компенсации положительного температурного коэффициента опорных стабилизаторов, включенных в обратном направлении, использованы стабилизаторы, включенные в прямом направлении и имеющие отрицательный температурный коэффициент.

Рассмотренный стабилизатор высокого напряжения обеспечивает регулирование выходного напряжения 4-6 кв при токе до 30 ма. Нестабильность выходного напряжения не более 0,1% при изменении напряжения сети на $\pm 10\%$ от номинального значения 220 в, 50 гц. Температурная нестабильность не более 0,1% в диапазоне температур $25^{\circ}\text{C} \pm 10^{\circ}\text{C}$. Пульсация выходного напряжения 0,02%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейтман М.Б. Полупроводниковые стабилизаторы напряжения для питания электронных схем. "Электромеханика", 1963, № 8.

2. Источники электропитания на полупроводниковых приборах. Расчет и проектирование. Под ред. С.Д.Додика и Е.И.Гальперина. М., изд. "Сов. радио", 1969.

Статья получена 31 марта 1971 г.,
после переработки - 15 февраля 1972 г.

УДК 621.387.93

Ю.П.ИВАНОВ, В.А.ЛАШИН,
А.К.ОСТРОВСКИЙ**РАЗРАБОТКА МАГНИТНО-ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СХЕМ
УПРАВЛЕНИЯ ТИРИСТОРАМИ В РЕГУЛЯТОРАХ
НАПРЯЖЕНИЯ ДЛЯ ГРП**

Предложены устройства управления тиристорными регуляторами и регуляторами-компенсаторами, пригодные для работы с большинством известных схем соединения тиристорной силовой части. Рассмотрены возможности уменьшения перегрузки входных цепей тиристорных.

Такие особенности магнитно-полупроводниковых устройств, как высокая надежность и помехозащищенность, способность обеспечить требуемый диапазон регулирования и удобство построения трехфазных схем, стали причиной широкого применения их для управления тиристорными регуляторами напряжения.

Основным недостатком устройств широтно-импульсной модуляции в схемах такого назначения является большая длительность выходного импульса магнитного усилителя, приводящая к неоправданной перегрузке управляющей цепи тиристора. По этой причине предлагаемые схемы управления тиристорными регуляторами напряжения рассматриваются с точки зрения тех возможностей, которые они представляют для облегчения теплового режима управляющего электрода тиристора во всем диапазоне регулирования и при любом характере нагрузки.

При одном из способов получения импульсов управления длительность и момент подачи их на управляющую цепь тиристора полностью определяются параметрами схемы управления и не зависят от состояния тиристора. В однофазной схеме управления двумя встречно-параллельно включенными тиристорами (рис. 1) формирование укороченных по длительности импульсов осуществляется с помощью промежуточного насыщающегося трансформатора Tr_2 , первичные обмотки W_6 и W_7 которого вместе с балластными сопротивлениями R_5 и R_6 подключены параллельно нагрузкам R_3 и R_4 магнитно-полупроводникового усилителя. Длительность выходного импульса схемы равна времени перемagnetизации сердечника Tr_2 по полному циклу. Импульсы, снимаемые с R_7 и R_8 после усиления и трансформации на Tr_3 , используются для управления тиристорами. Перестройка схемы на другую длительность импульса при неизменном напряжении питания U_{II} возможна только путем изменения числа витков обмоток W_6 и W_7 .

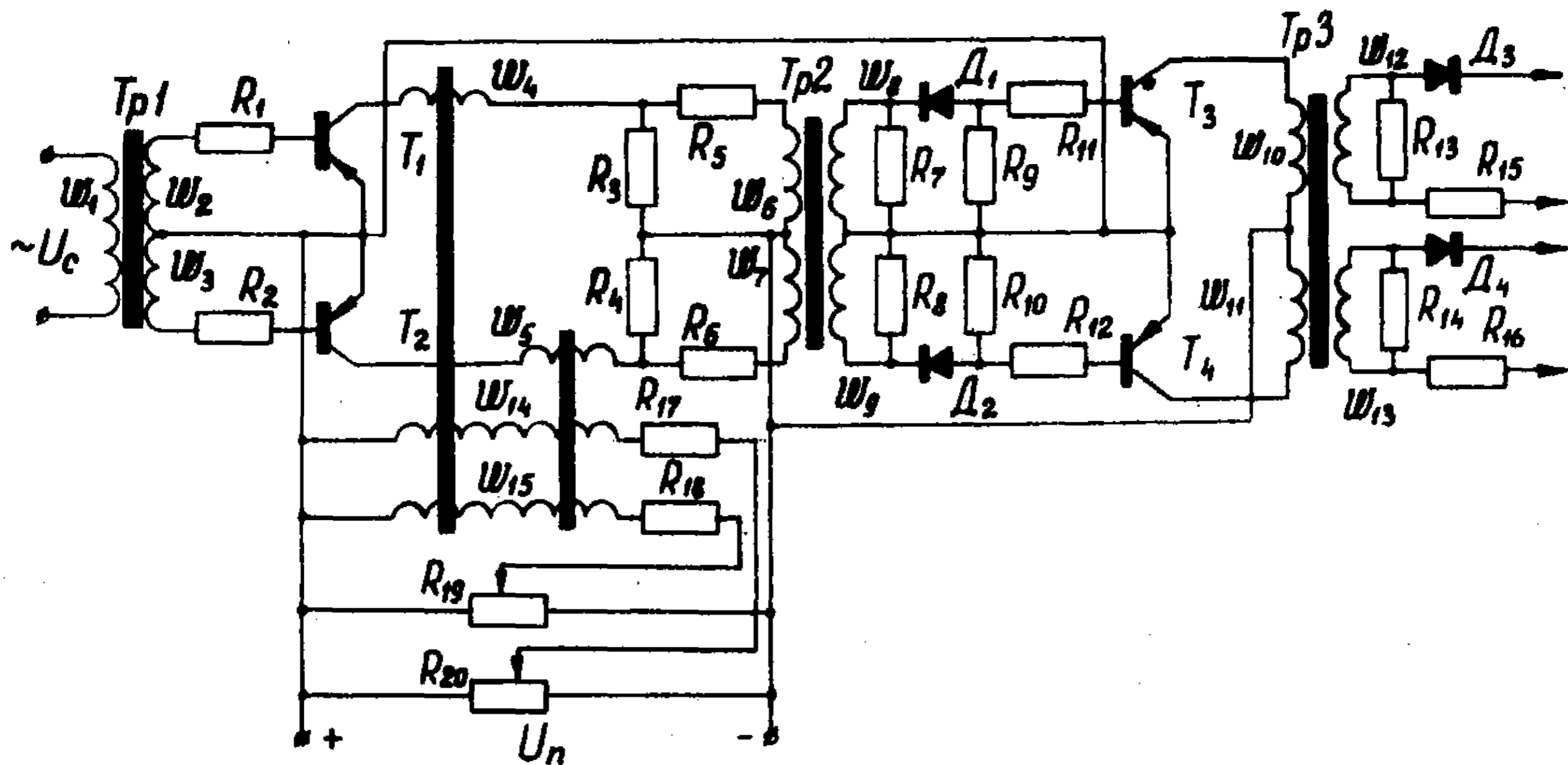


Рис. 1. Схема управления регулятором напряжения

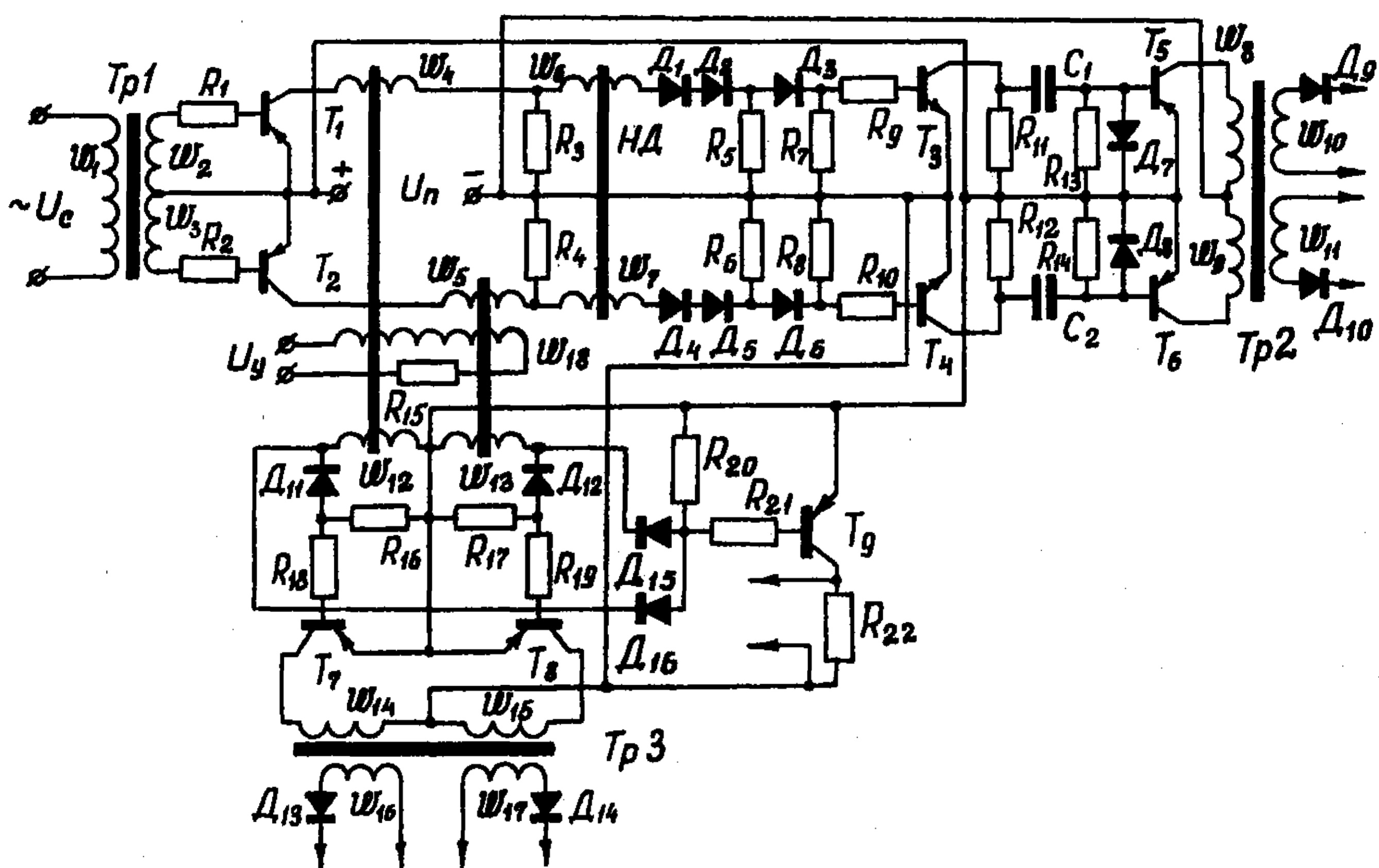


Рис. 2. Схема управления регулятором-компенсатором

На рис.2 показана схема управления однофазным регулятором-компенсатором. Сигналы управления отключающими тиристорами получаются в результате задержки дросселем НД, дифференцирования, усиления по мощности транзисторами Т5 и Т6 и трансформации Тр2 импульсов, снимаемых с нагрузочных сопротивлений магнитного усилителя R3 и R4. Для формирования сигналов на включение основных тиристоров и управления зарядом отключающей емкости используется то обстоятельство, что в интервалах ненасыщенного состояния сердечников напряжение питания усилителя почти полностью прикладывается к его рабочим обмоткам. Часть этого напряжения, которая выделяется на рабочих обмотках трансформаторных выходов W12 и W13 определяет положение и

длительность не только импульсов управления основными тиристорами компенсатора, но и продолжительность заряда коммутирующей емкости. С нагрузки R_{22} транзистора T_9 снимаются однополярные импульсы двойной частоты, обеспечивающие переключение транзистора в зарядной цепи емкости.

Однополупериодный фазный элемент схемы трехфазного регулятора-компенсатора изображен на рис.3. Особенности, связанные с питанием базовой цепи транзистора T_1 , рассмотрены на примере трехфазной схемы обычного регулятора в литературе^{*}).

Можно заметить, что при использовании схем рис. 2 и 3 продолжительность сигналов управления отключающими тиристорами регуляторов-компенсаторов близка к оптимальной, тогда как основные тиристоры управляются импульсами, длительность которых может достигать половины периода.

Возможность получения длительности управляющего импульса, минимально необходимой для включения тиристора, связана с реализацией второго способа построения управляющих схем, когда формирование выходного импульса схемы управления определяется не только ее параметрами, но и ставится в зависимость от состояния тиристора. Этот способ управления, по мнению авторов, особенно перспективен с применением магнитных усилителей (рис. 4).

При наличии сигнала с нагрузки R_4 магнитного усилителя одновременно с анодным напряжением на тиристоре D_5 , часть которого снимается со стабилитрона D_4 , схема совпадения, собранная на транзисторе T_2 , формирует импульс, который после усиления выходным ключевым каскадом T_3 подается на тиристор. В интервалах включенного состояния тиристора один из сигналов на входе схемы совпадения отсутствует, и, несмотря на наличие импульса с нагрузки магнитного усилителя, выходной сигнал

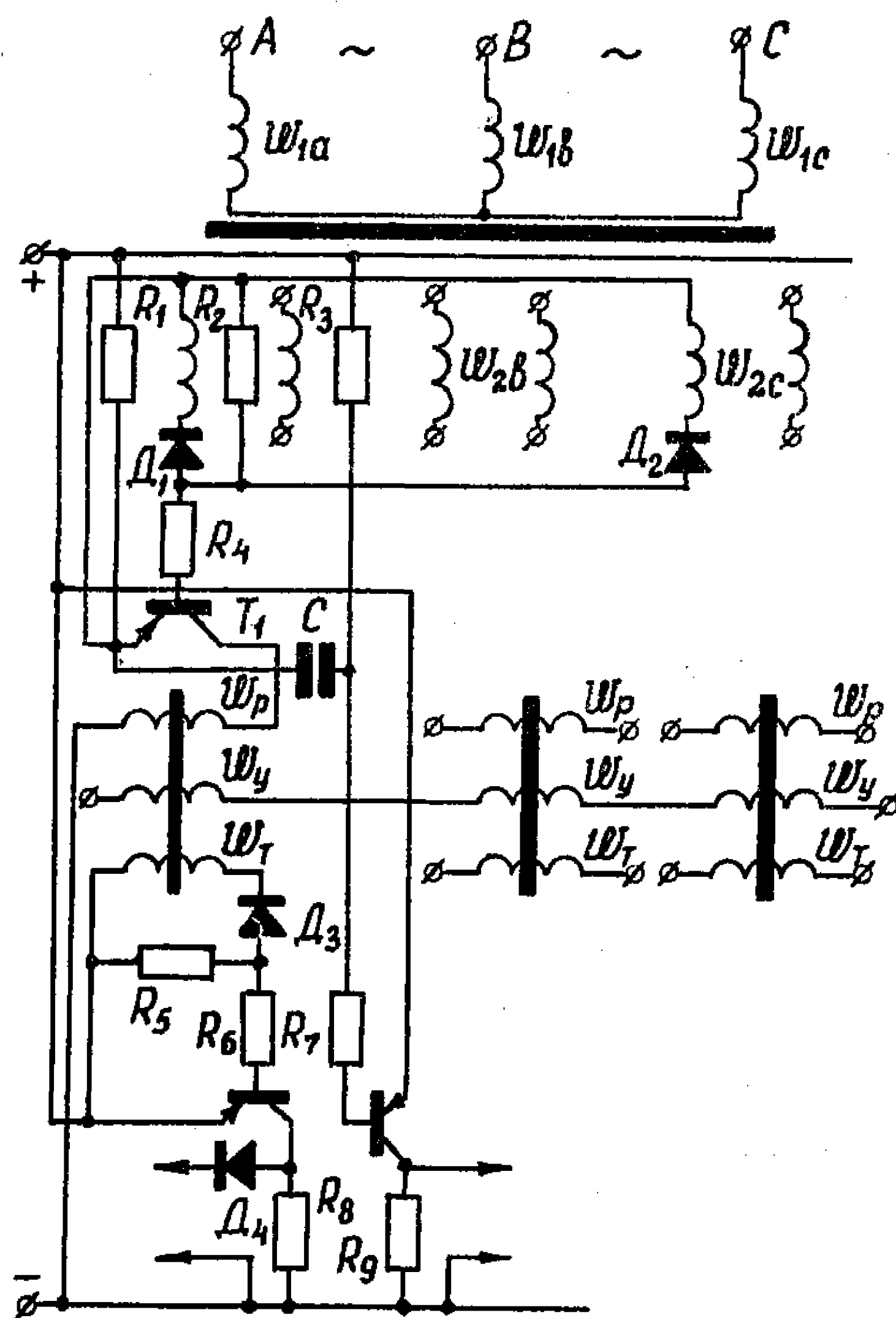


Рис. 3. Фазный элемент схемы управления трехфазным регулятором-компенсатором

^{*} Милвзоров В.П., Лашин В.А., Иванов Ю.П. Особенности построения трехфазных магнитно-полупроводниковых схем управления тиристорами. Труды РРТИ "Теория и техника элементов систем управления и контроля", под ред. проф. Милвзорова В.П., вып. 24, 1970.

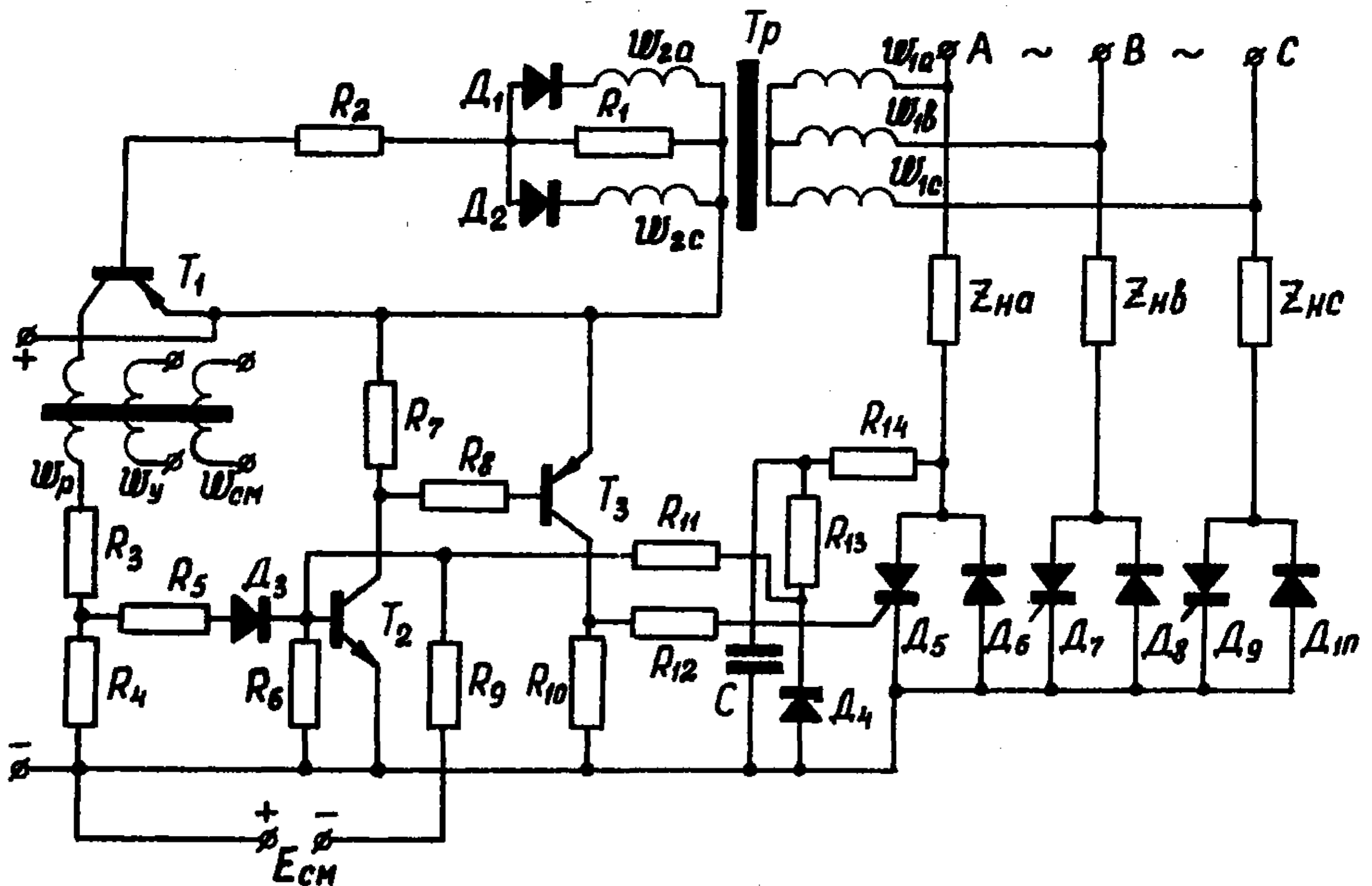


Рис. 4. Схема формирования импульсов управления минимальной длительности

схемы не формируется. Схема как бы следит за надежностью включения тиристора, так как в случае пропуска включения тиристора от первого импульса способна многократно повторять сигнал управления. Источник смещения E_{cm} может быть общим для всех трех фазных элементов.

Рассмотренные схемы управления разработаны авторами в процессе проектирования тиристорных регуляторов напряжения для одного из предприятий и в результате лабораторного и промышленного использования показали высокую надежность и удобство в эксплуатации.

Статья получена 30 января 1971 г.

КОЛЬЦЕВОЙ КОММУТАТОР С ОПРОКИДЫВАЮЩИМИ
КОНДЕНСАТОРАМИ

Описана работа кольцевого коммутатора с опрокидывающими конденсаторами в цепи катода, показаны его преимущества перед другими схемами аналогичного назначения, построенными на тиратронах тлеющего разряда.

Приводится формула для расчета амплитуды запускающего импульса.

При проектировании устройств автоматики часто возникает необходимость применения кольцевых коммутаторов. Если требование быстродействия не является определяющим, кольцевые коммутаторы на тиратронах тлеющего разряда (ТТР) по надежности и экономичности могут успешно конкурировать с подобными схемами, построенными на полупроводниковых приборах. Кроме того, ТТР имеет существенное преимущество - индикацию состояния, что значительно облегчает наладку и эксплуатацию схем.

Наиболее широкое распространение получили кольцевые коммутаторы, выполненные на триггерах с общим анодным резистором. Несмотря на их простоту, эти схемы имеют следующие недостатки:

- а) необходимость тщательного подбора параметров деталей каждой ячейки, что усложняет замену одного образца ТТР другим;
- б) потеря мощности выходного сигнала на общем анодном резисторе;
- в) большая длительность переднего фронта выходного импульса, что нежелательно при его воздействии на входы других импульсных элементов.

По этим показателям кольцевой коммутатор, выполненный на триггерах с опрокидывающими конденсаторами (рис.1), обладает существенными преимуществами. Схема работает следующим образом. В исходном положении конденсатор 1-С3 разряжен. Поэтому при подаче питания на резисторе 1-Р5 формируется пилообразный импульс, который через диод 1-Д2 и резистор 1-Р2 поджигает тиратрон Л1. При этом конденсаторы 1-С2 и 2-С2 заряжаются до напряжения $U_c = E_a - U_r$, где E_a - напряжение источника питания; U_r - падение напряжения на проводящем тиратроне (напряжение горения).

Напряжение заряда конденсатора 2 - С1 определяется соотношением плеч катодного делителя напряжения, состоящего из резисторов 1- Р3 и 1 - Р4. Это соотношение выбирается таким, чтобы напряжения заряда

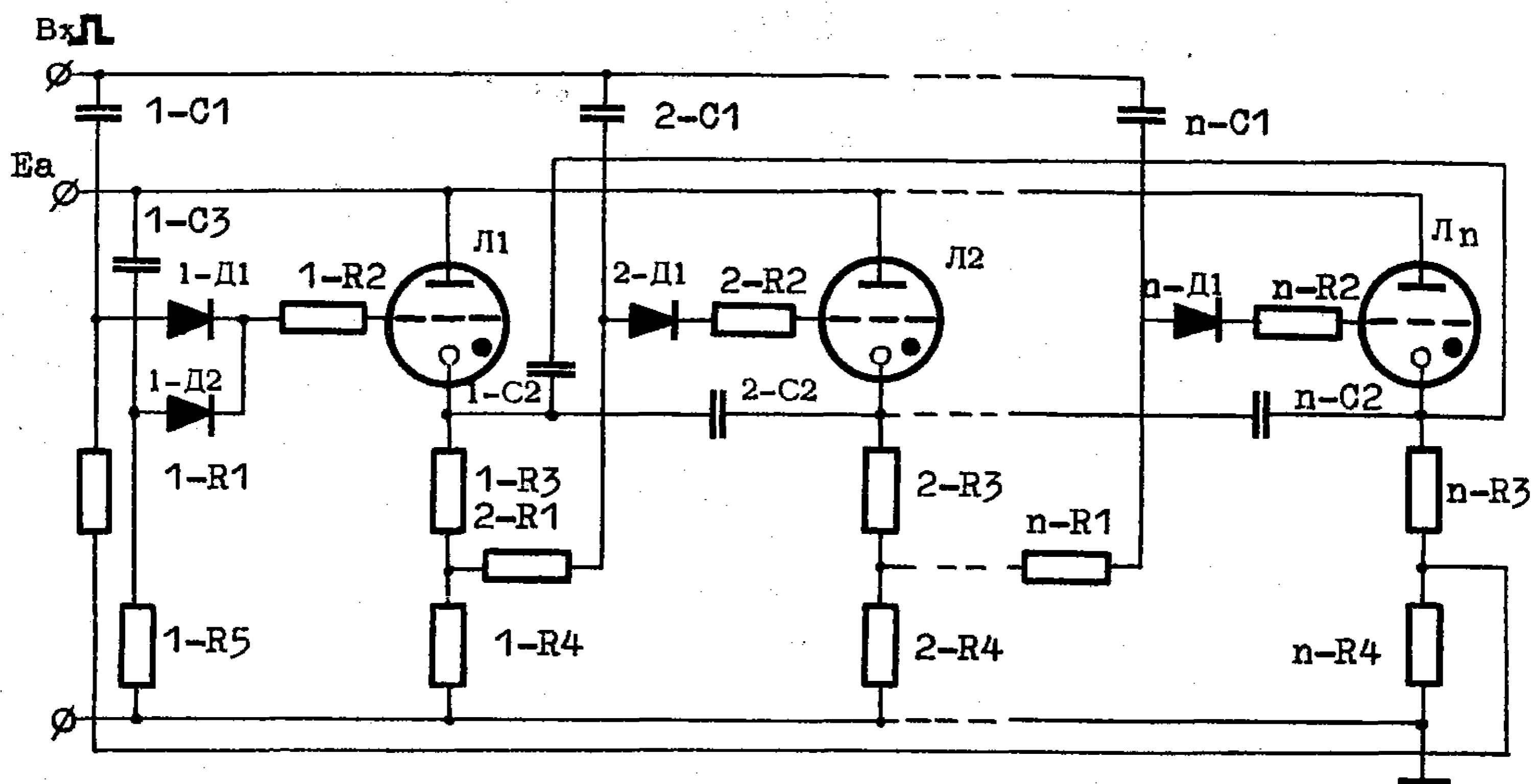


Рис.1. Кольцевой коммутатор с опрокидывающими конденсаторами

входных конденсаторов (1-С1, 2-С1, ..., n-С1) было меньше напряжения зажигания U_3 тиратрона и составляло примерно $0,65 U_3$. Диоды 1-Д1, 2-Д1, ..., n-Д1 предотвращают заряд входных конденсаторов через сетки проводящих тиратронов.

Это может быть также достигнуто без диодов за счет увеличения сопротивления сеточных резисторов (1-Р2, 2-Р2, ..., n-Р2). Однако включение диодов значительно увеличивает запас работоспособности схемы и упрощает ее наладку.

Если горит тиратрон Л1, то первый из управляющих импульсов, подаваемых на счетную шину Вх, вызовет перезаряд конденсатора 2-С1

через резисторы 2-Р1, 1-Р4 и сопротивление генератора импульсов. При этом на цепочке резисторов 2-Р1, 1-Р4 формируется пилообразный импульс, амплитуда которого в общем случае в соответствии со схемой замещения (рис.2) равна:

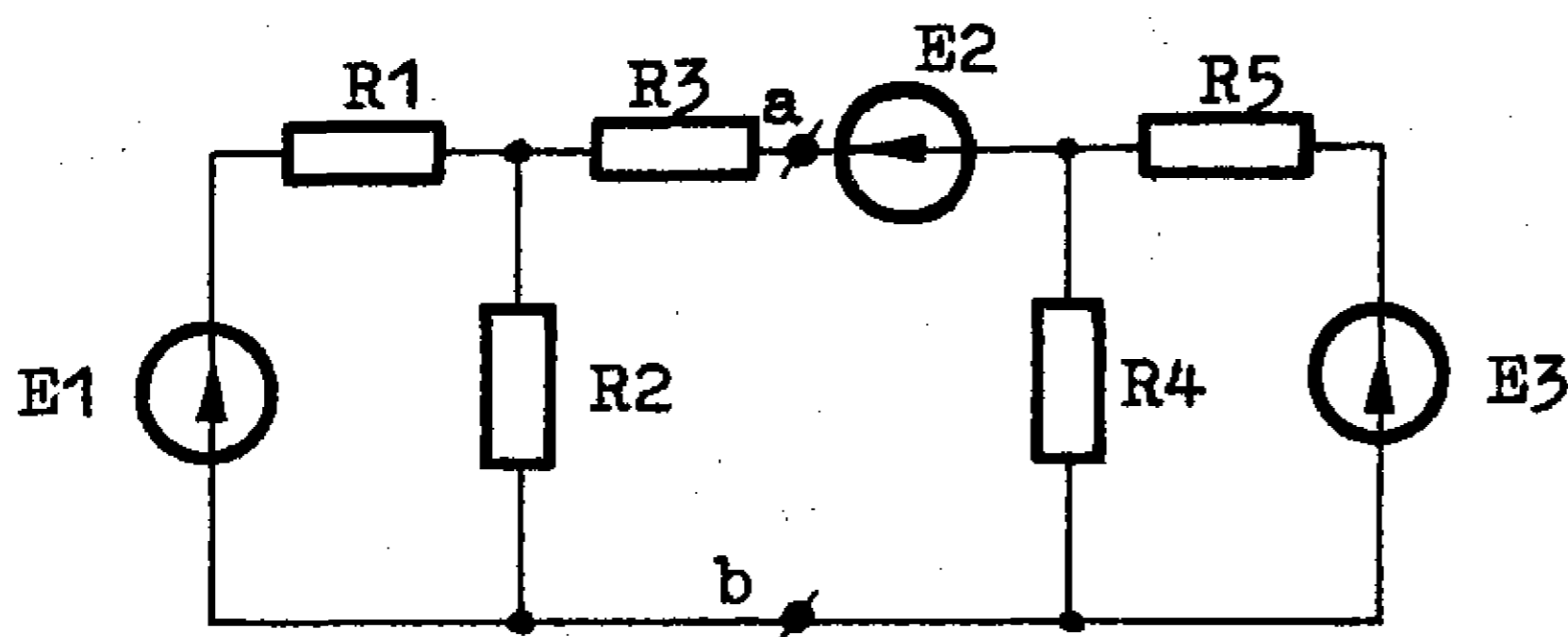


Рис.2. Схема замещения цепи управления

$$U_{ав} = \frac{E_1 R_2 R_4 R_5 + [E_2 (R_4 + R_5) + E_3 R_4] (R_1 R_2 + R_1 R_3 + R_2 R_3)}{R_1 R_4 (R_2 + R_3 + R_5) + R_2 R_5 (R_1 + R_3 + R_4) + R_3 (R_1 R_5 + R_2 R_4)}, \quad (I)$$

где E_1 - падение напряжения на катодных резисторах (1-Р3, 1-Р4) проводящего тиратрона;

- R_1 - сопротивление резистора I-R3;
- R_2 - сопротивление резистора I-R4;
- E_2 - напряжение заряда входного конденсатора 2-C1;
- R_3 - сопротивление резистора 2-R1;
- E_3 - напряжение генератора импульсов;
- R_4 - эквивалентное сопротивление входных цепей неподготовленных ячеек кольцевой схемы, равное

$$\frac{R_1 + R_4}{n - 1}$$

n - число ячеек в кольцевой схеме;

R_5 - сопротивление генератора импульсов.

Для обеспечения надежного зажигания последующих тиратронов соотношение R_1 и R_2 , а также величины э.д.с. E_2 и E_3 выбираются такими, чтобы $U_{ав}$ было равно примерно $1,3 U_3$.

Сформированный на резисторах 2-R1 и I-R4 импульс прикладывается к сетке тиратрона Л2, вызывая его зажигание. В результате перезаряда конденсатора 2-C2 напряжение на промежутке анод-катод тиратрона Л1 снижается до $E_a - 2U_r$ и тиратрон Л1 гаснет.

Таким образом, импульсы, подаваемые на счетную шину Вх, будут вызывать зажигание последующих тиратронов и гашение предыдущих в результате поочередного перезаряда сеточных конденсаторов I-C1, 2-C1, ..., n-C1 и межкатодных конденсаторов I-C2, 2-C2, ..., n-C2.

Может оказаться необходимым, чтобы тиратрон Л1 зажегся не при включении схемы, а после подачи первого входного импульса. В этом случае ячейка на тиратроне Л1 выполняется аналогично остальным ячейкам кольцевой схемы, а для подготовки схемы к работе устанавливается тиратрон Л0, в сеточную цепь которого включается конденсатор (I-C3) и резистор (I-R5). При включении схемы тиратрон Л1 подготавливается напряжением, снимаемым с катодного делителя тиратрона Л0, а при дальнейшей работе кольцевого коммутатора - напряжением, снимаемым с катодного делителя тиратрона Лn.

В описанной схеме длительность переднего фронта выходного импульса определяется временем формирования разряда в цепи анода и для тиратронов МТХ90 при напряжении источника питания 150-180 в не превышает 0,4 мксек /1/.

Для кольцевых схем с общим анодным резистором длительность переднего фронта выходного импульса зависит от времени заряда катодного конденсатора, которое равно /2/:

$$\tau_3 = (3 + 5) C_K \frac{R_K (R_a + R_i)}{R_K + R_a + R_i}, \quad (2)$$

где C_K - емкость катодного конденсатора;

R_a, R_K - сопротивление анодного и катодного резисторов соответственно;

R_i - внутреннее сопротивление тиратрона.

Для реальных значений номиналов элементов схемы ($C_K = 0,01$ мф, $R_a = 25$ ком, $R_K = 50$ ком, $R_i = 50$ ком), входящих в выражение (2) $\tau_3 = 1,4$ мсек, что намного превышает длительность переднего фронта выходного импульса в схемах с опрокидывающими конденсаторами.

Потенциальное управление тиратронов в схемах с опрокидывающими конденсаторами предъявляет значительно менее жесткие требования к стабильности и разбросу параметров тиратронов и элементов схемы, чем токовое управление тиратронов в схемах с общим анодным резистором.

Состояние устойчивого равновесия триггерной схемы характеризуется проводящим состоянием одного тиратрона и непроводящим - другого. Для погасшего тиратрона триодного типа должны выполняться два условия /I/:

$$1) \quad U_a^{\text{п}} < U_a^{\text{Г}} \quad \text{при} \quad 0 < t < t_{\text{вос}} \quad (3)$$

$$2a) \quad I_{\text{с.з}} > \frac{E_a - U_{\text{с.к}}}{R_c} \quad (4)$$

для тиратрона в схеме с общим анодным резистором;

$$2б) \quad U_3 > U'_{\text{ав}} \quad (5)$$

для тиратрона кольцевого коммутатора с опрокидывающими конденсаторами,

где $U_a^{\text{п}}$ и $U_a^{\text{Г}}$ - анодные напряжения погасшего и горящего тиратронов;
 R_c - ограничительное сопротивление в цепи сетки тиратрона;

$I_{\text{с.з}}$ - сеточный ток зажигания;

$U_{\text{с.к}}$ - напряжение сетка-катод тиратрона;

$t_{\text{вос}}$ - время восстановления тиратрона.

Обозначая относительный разброс сопротивлений $\frac{\Delta R}{R} = p$, напряжения питания $\frac{\Delta E_a}{E} = q$, напряжения зажигания $\frac{\Delta U_{\text{з}}}{U_{\text{з}}} = y$ и тока зажигания $\frac{\Delta I_{\text{с.з}}}{I_{\text{с.з}}} = x$ на основании неравенств (4) и (5) для наиболее неблагоприятных режимов схемы (изменения p , q , y и x имеют максимальные значения), получим для схемы с общим анодным резистором:

$$I_{\text{с.з}} (1-x) > \frac{I_n [E_a (1+q) U_{\text{с.к}} (1-q)]}{(E_a - U_{\text{с.к}}) (1-p)} \quad (6)$$

и для схемы с опрокидывающими конденсаторами:

$$U_3 (1-y) > \frac{U_{\text{ав}} (1+q)(1+p)(1+)}{(1+p) + \alpha (1-p)}, \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{n \cdot R_5}{R_2 + R_3}$ - соотношение между внутренним сопротивлением генератора импульсов и резисторами формирования входного импульса.

Из неравенств (6) и (7) определяется допустимый по условию устойчивости триггерных схем разброс параметров по $I_{c.з}$ и U_3 :

$$x < 1 - \frac{I_K [E_a (1+q) - U_{c.к} (1-q)]}{I_{c.з} (E_a - U_{c.к}) (1-p)} \quad (8)$$

$$y < 1 - \frac{U_{ав} (1+q)(1+p)(1+\alpha)}{U_3 [(1+p) + \alpha(1-p)]} \quad (9)$$

Исходя из типовой пусковой характеристики тиратрона МТХ90:

$E_a = 100$ в; $U_{c.к.} = 85$ в, $I_n = 2$ мка и $I_{c.з} = 8$ мка. Тогда, приняв $q = 0,2$ и $p = 0,1$, на основании выражения (8) получим $x = 0,04$.

Для типового режима работы тиратрона с потенциальным управлением значение $U_{ав} = 60$ в, $U_3 = 85$ в; приняв те же значения отклонений q и p , а $\alpha = 0,05$, на основании выражения (9) получим $y = 0,16$.

Таким образом, при одинаковых отклонениях напряжения источника питания и сопротивлений резисторов от номинальных значений схемы с токовым управлением предъявляют значительно более жесткие требования к стабильности параметров тиратронов, чем схемы с потенциальным управлением. Вместе с тем разброс параметров тиратронов по току зажигания относительно среднего значения достигает 80% /1/, в то время как разброс тиратронов по напряжению зажигания не превышает 18%, т.е. требования к отклонению параметров тиратронов для триггерных и кольцевых схем с потенциальным управлением примерно соответствуют отклонениям напряжения зажигания по техническим условиям на изготовление тиратронов. При стабилизации источников питания ($q = 0$) значения $x = 0,4$ и $y = 0,67$.

Из этого следует, что и при стабилизации напряжения источника питания необходимо производить отбраковку тиратронов перед их установкой в схему с токовым управлением.

Для схем с потенциальным управлением отбраковку производить не требуется, так как допустимый разброс напряжения зажигания тиратрона при стабилизированном источнике питания значительно превышает этот разброс по техническим условиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Генис А.А., Горнштейн И.Л., Пугач А.Б. Приборы тлеющего разряда. Изд. "Техника", 1970.
2. Яковлев В.Н. и др. Справочник по импульсной технике. Изд. "Техника", 1971.

Статья получена 4 окт. 1971г.

**ТЕЛЕФОННЫЙ АППАРАТ С ЭЛЕКТРОННЫМ
НОМЕРОНАБИРАТЕЛЕМ**

Предлагается телефонный аппарат с бесконтактным управлением набором номера путем прикосновения к неподвижным токопроводящим клавишам в цепи сеток тиратронов тлеющего разряда. Это позволяет исключить такие наиболее ненадежные узлы телефонного аппарата, как дисковый номеронабиратель или кнопочное наборное устройство в виде подвижных механических замыкателей, выполненное на электромагнитных реле и шаговых искателях.

Рост плотности телефонной связи в мире сопровождается ростом разнообразия телефонных аппаратов и расширением их функций. Обычный телефонный аппарат системы АТС с дисковым номеронабирателем не в достаточной мере отвечает новым требованиям к надежности, долговечности и времени соединения с абонентом. Сейчас на набор семизначного номера тратится 10-15 сек. Более удобны телефонные аппараты с кнопочным управлением. Набор номера с помощью кнопок проще и быстрее, чем набор обычным диском. Кнопочный набор не только требует меньше времени сам по себе, но и (при сочетании с быстродействующими координатными соединителями) сокращает время занятости аппаратуры АТС.

Однако кнопочные номеронабиратели предполагают использование механических замыкателей, электромагнитных реле и шаговых искателей, имеющих недостаточный срок службы, или довольно сложной электронной схемы управления, включающей в себя относительно большое количество активных элементов, что снижает надежность работы аппарата.

Так, например, один из известных телефонных аппаратов с кнопочным управлением /1/ содержит 19 транзисторов, 51 диод и одно электромагнитное реле. Другим его недостатком является отсутствие блокировки кнопочных цепей, в связи с чем возможна ложная передача набираемого номера, если следующая кнопка будет нажата прежде, чем закончится передача предыдущей цифры.

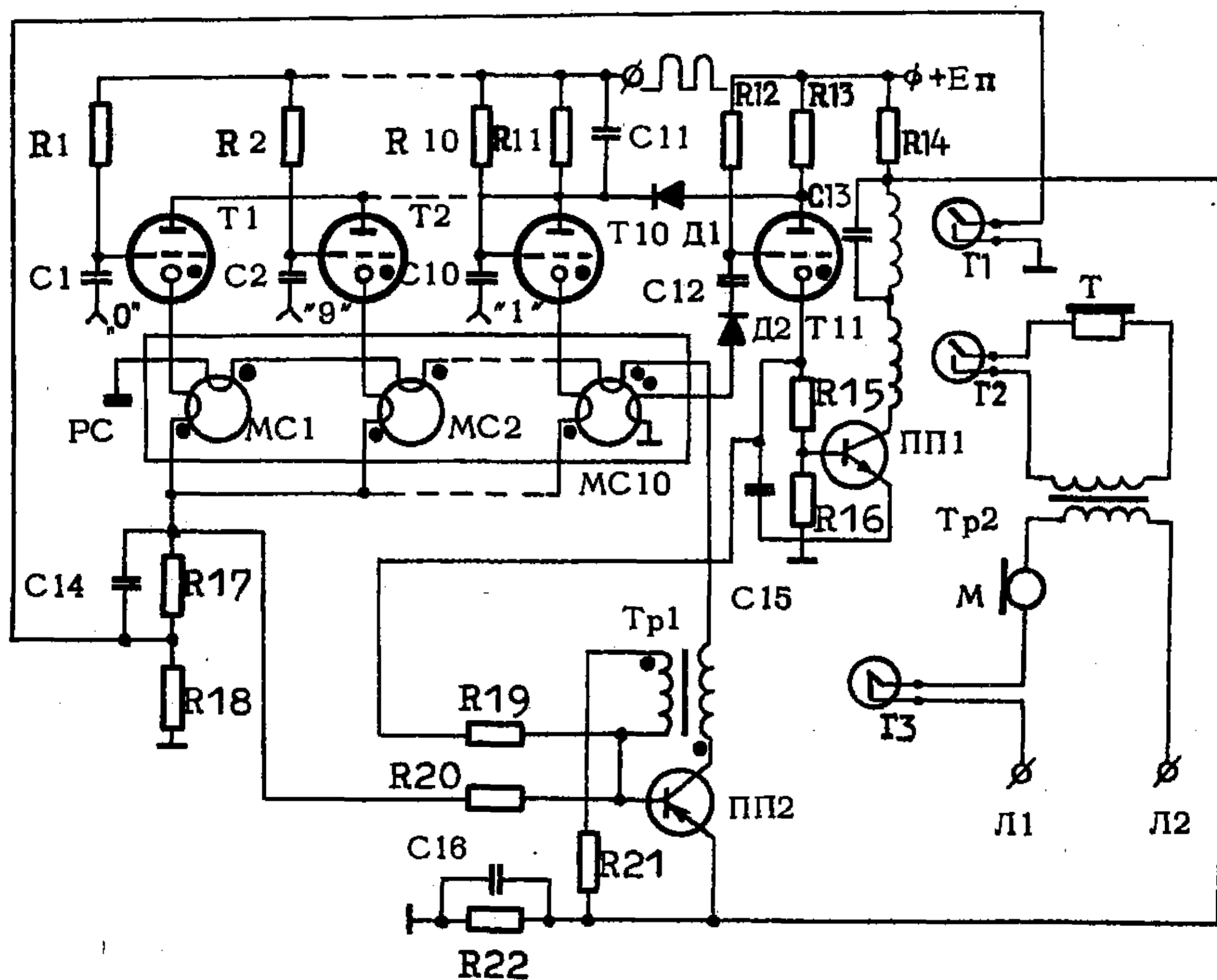
С целью исключения указанных недостатков, упрощения устройства и повышения надежности его работы предлагается телефонный аппарат с принципиально новым схемным решением номеронабирателя /2/.

Управление набором номера в данном телефонном аппарате производится не путем вращения диска или нажатия кнопок, как это делается

в известных аппаратах, а путем поочередного прикосновения к неподвижным токопроводящим клавишам - медным "пяточкам" на передней панели, - соединенным с управляющими сетками импульсных ключей, выполненных на тиратронах тлеющего разряда (ТТР). В момент такого прикосновения происходит образование кратковременных релаксаций в цепи управляющей сетки за счет внесения емкости оператора, которое приводит к зажиганию тиратрона, управляющего выработкой числа импульсов посылок в линию связи, соответствующего набираемой цифре.

Эффект бесконтактного управления ТТР при неэлектрических воздействиях (прикосновениях) на их управляющие сетки известен и широко применяется в устройствах автоматики /3, 4/, вычислительной техники /5,6/.

Принципиальная электрическая схема предлагаемого телефонного аппарата с электронным номеронабирателем представлена на рисунке.



Принципиальная электрическая схема телефонного аппарата с электронным номеронабирателем

Она содержит десять тиратронных импульсных ключей Т1 - Т10 с токопроводящими неподвижными клавишами "0" + "1" в цепи их сеток (количество клавиш соответствует количеству ключей), десятиразрядный регистр сдвига РС на магнитных сердечниках МС1 - МС10 с прямоугольной петлей гистерезиса, управляющий ключ, собранный на тиратроне Т11 и транзисторе ПП1, управляющий герконами Г1, Г2, и ждущий блокинг-генератор на транзисторе ПП2, трансформатором Тр1 которого

служит обмотка исполнительного геркона ГЗ с дополнительно намотанной базовой обмоткой для получения положительной обратной связи.

Импульсные ключи ТI-ТIО имеют общие анодный RII и катодный RI7 резисторы, которые зашунтированы конденсаторами CII и CI4 соответственно. Токпроводящие клавиши "0" - "I" подсоединены к сеткам тиратронов ТI-ТIО через разделительные конденсаторы CI-CIО.

На рисунке в регистре сдвига РС изображены только обмотки записи, последовательно включенные в катодную цепь соответствующего тиратрона ТI-ТIО, шина импульсов сдвига, включенная последовательно в коллекторную цепь заторможенного блокинг-генератора на транзисторе III2 и выходная обмотка младшего разряда регистра, соединенная через диод Д2 и разделительный конденсатор CI2 с сеткой управляющего тиратрона ТII. Регистр сдвига РС выполнен на феррит-диодных элементах по однотоктной схеме с управляемой разрядной цепью конденсатора /7/.

Управляющий тиратрон ТII имеет анодный резистор RI3, соединенный через диод ДI с общим анодным резистором RII тиратронных ключей, и катодную нагрузку в виде делителя напряжения на резисторах RI5, RI6, зашунтированных конденсатором CI5. К делителю напряжения подсоединена входная цепь транзисторного ключа IIII, в коллекторную цепь которого последовательно включены управляющие обмотки герконов ГI и Г2. Нормально разомкнутые контакты геркона ГI включены параллельно резистору RI8 в катодной цепи тиратронных ключей, замыкая его накоротко в исходном состоянии, когда горит управляющий тиратрон ТII. Нормально разомкнутые контакты геркона Г2 включены последовательно с телефоном Т и первичной обмоткой разделительного трансформатора Тр2.

Нагрузкой ждущего блокинг-генератора, выполненного на транзисторе III2, служит исполнительный геркон ГЗ, нормально замкнутые импульсные контакты которого включены в линию связи LI, L2 последовательно с микрофоном М и вторичной обмоткой разделительного трансформатора Тр2. Дополнительная обмотка геркона ГЗ - базовая обмотка обратной связи - соединена через разделительные резисторы RI9, R20 соответственно с катодной нагрузкой тиратрона ТII и с общей катодной нагрузкой RI7 тиратронных ключей ТI-ТIО.

Питание тиратронных ключей ТI - ТIО, включая и их сеточную цепь подготовительного разряда (резисторы RI-RIО), осуществляется положительным однополупериодным пульсирующим напряжением 220 в, 50 гц.

Питание управляющего тиратрона ТII и транзисторов IIII, III2 производится положительным постоянным напряжением +Еп от выпрямительного устройства, питающего коммутатор.

Электронный номеронабиратель действует следующим образом. В исходном состоянии при снятии с телефонного аппарата микротелефонной трубки зажигается управляющий тиратрон ТII. Положительный потенци-

ал, образующийся на его катодной нагрузке, через резистор R19 запирает блокинг-генератор. Одновременно этот же потенциал открывает транзисторный ключ III, от которого срабатывают на замыкание герконы Г1 и Г2. Первый из них замыкает накоротко резистор R18, а второй производит подключение телефона к первичной обмотке разделительного трансформатора Tr2.

При прикосновении к одной из десяти токопроводящих клавиш "0" + "1" срабатывает соответствующий тиратронный ключ. Первичный бросок тока через конденсаторы C11, C14 при зажигании одного из тиратронов T1 - T10 производит запись "единицы" в разряд регистра сдвига РС, находящийся в катодной цепи зажженного тиратрона. За счет быстрого заряда конденсатора C14 и медленного разряда его через резистор R17 в паузах между импульсами тока пульсирующего напряжения питания происходит образование положительного потенциала, запирающего через резистор R20 блокинг-генератор на все время прикосновения оператора к клавише.

Таким образом осуществляется электрическая блокировка телефона в момент прикосновения к клавише. При неопределенно долгом прикосновении к ней блокинг-генератор остается запертым, и импульсы набора не поступают в линию связи.

В момент зажигания тиратронного ключа одновременно с записью "единицы" в регистр сдвига и запирающим блокинг-генератора происходит гашение управляющего тиратрона T11 отрицательным перепадом напряжения через диод Д1. При этом происходит запирающее транзистора III и обесточивание обмоток управления герконов Г1, Г2. Нормально разомкнутые контакты геркона Г1 включают последовательно в цепь общей катодной нагрузки R17 тиратронных ключей T1-T10 дополнительный резистор R18. Его сопротивление выбрано таким образом, чтобы при случайном прикосновении к другим токопроводящим клавишам в процессе передачи набранной цифры ток через случайно зажженный тиратрон был бы недостаточным для записи "единицы" в регистр сдвига.

Следовательно, геркон Г1 осуществляет блокировку регистра сдвига, благодаря которой при прикосновении к другой клавише при передаче предыдущей цифры неправильная передача набираемого номера становится невозможной. Для осуществления некоторой задержки замыкания геркона Г1 при гашении тиратрона T11 и выключении транзистора III его обмотка управления зашунтирована конденсатором C13. Задержка в его размыкании необходима для четкой записи "единицы" в регистр сдвига при наборе каждой очередной цифры. Ее величина составляет примерно 0,1 мсек.

По окончании прикосновения к токопроводящей клавише тиратрон гаснет вследствие питания его пульсирующим однополупериодным напряжением. После разряда конденсатора C15 через резисторы R15, R16 и конденсатора C14 через резистор R17, длительность которого опре-

делает межсерийное время, происходит отпирание блокинг-генератора ПП2. Межсерийное время регулируется конденсатором С15 и составляет 250-300 мсек. По истечении этого времени с блокинг-генератора на импульсный контакт геркона Г3 подаются импульсы набора. Длительность токовых посылок регулируется резистором R21 и подбирается равным 60 мсек. Длительность бестоковых посылок определяется индуктивностью обмотки возбуждения геркона Г3 и составляет 40 мсек. Одновременно с формированием импульсов набора происходит последовательный сдвиг в регистре сдвига РС за счет продвигающих импульсов тока в коллекторной цепи транзистора ПП2.

При формировании последнего импульса набранной цифры с выхода младшего разряда регистра снимается положительный импульс, который через диод Д2 и конденсатор С12 зажигает тиратрон Т11. На его катодной нагрузке возникает положительный потенциал, запирающий блокинг-генератор. Устройство приходит в исходное состояние. Номера-набиратель готов к передаче следующей цифры. Число импульсов набора в серии равно номеру токопроводящей клавиши, к которой было произведено прикосновение.

В момент выработки серии импульсов набора управляющий тиратрон Т11 не горит, транзистор ПП1 заперт, геркон Г2 обесточен, его контакты нормально разомкнуты. Это предотвращает прослушивание в телефоне Т импульсов набора.

При последующих прикосновениях оператора к токопроводящим клавишам процесс работы устройства повторяется. Готовность устройства к набору сигнализируется зажиганием тиратрона Т11, который погашен во время передачи импульсов набора. Его зажигание является сигналом окончания передачи набранной цифры.

Как видно из принципиальной электрической схемы, устройство содержит только 13 активных элементов (11 тиратронов и два транзистора), 22 диода и 3 геркона, что существенно меньше, чем в упомянутом ранее транзисторном кнопочном номеронабирателе /1/. Это позволяет упростить конструкцию телефонного аппарата в целом, сократить его размеры, повысить надежность работы.

Долговечность используемых герконов типа КЭМ - 2Б достигает 10^8 срабатываний, что на 2-3 порядка выше долговечности электро-механических реле.

В заключение следует отметить, что использованное схемное включение тиратронных импульсных ключей с питанием пульсирующим однополупериодным напряжением обеспечивает высокую взаимозаменяемость тиратронов. В указанном режиме управления экспериментально были проверены 300 тиратронов МТХ 90, включая 100 тиратронов, не соответствующих своим техническим условиям по некоторым электрическим параметрам. Все они надежно срабатывали от прикосновения в широком диапазоне питающих напряжений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкис И.С. Кнопочный номеронабиратель на транзисторах. "Обмен опытом в радиопромышленности", 1967, вып. 5.
2. Шилов Л.В. Телефонный аппарат с электронным номеронабирателем. Авторское свидетельство № 253156. Бюллетень изобретений, 1969, № 30.
3. Большов В.М. Электронные реле времени. М.-Л., Госэнергоиздат, 1958.
4. Патенты США, кл. 340-258, № 3112476; кл. 317-146, № 3200306.
5. Настольная электронная счетная машина. "Экспресс-информация", ВТ, 1962, № 30.
6. Шилов Л.В. Генератор импульсов. Авторское свидетельство № 197290. Бюллетень изобретений. 1967, № 12.
7. Мартынов Е.М. . Бесконтактные переключающие устройства. Госэнергоиздат, 1961.

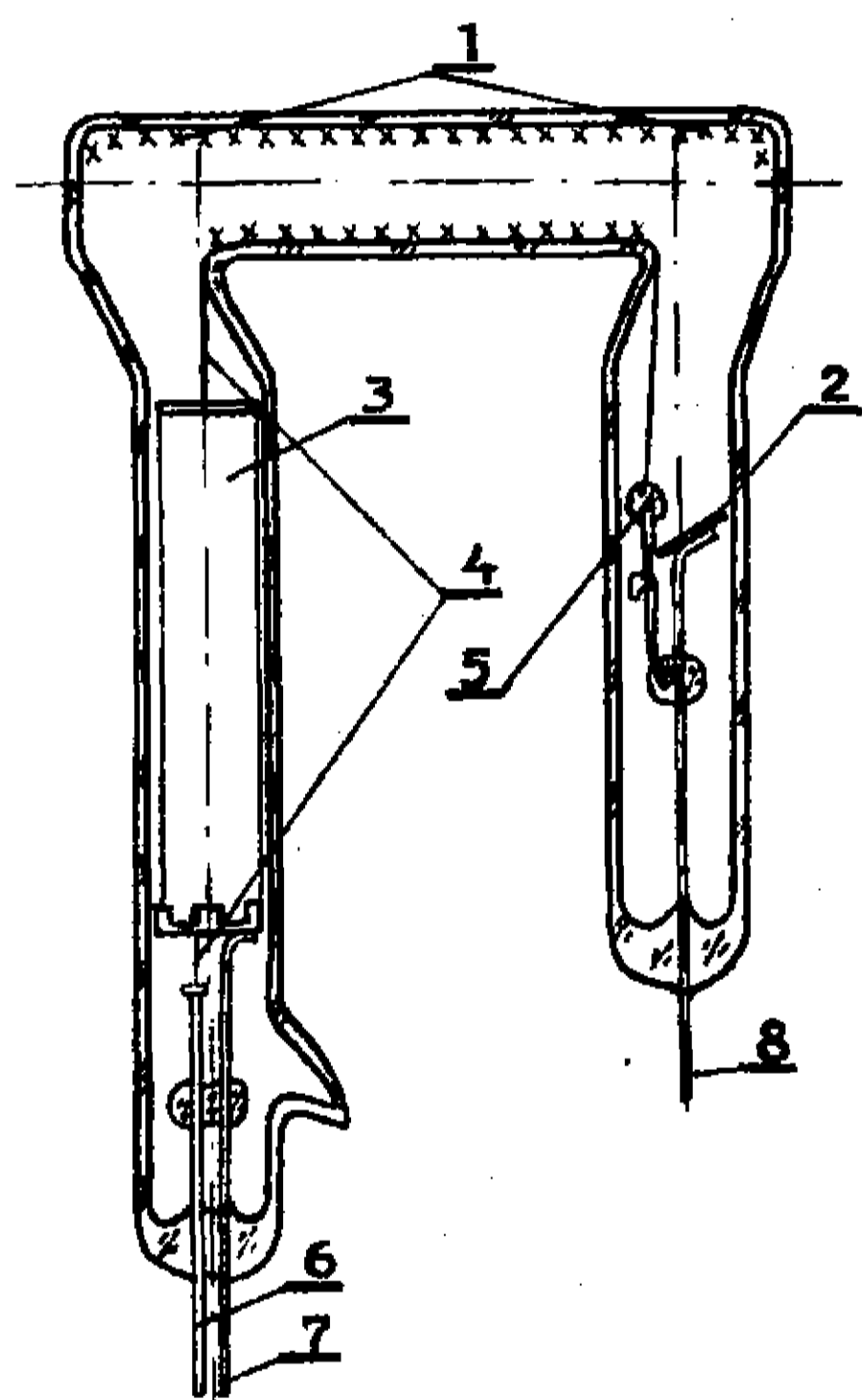
Статья получена 19 июля 1971г.

Н.С. СОКОЛОВА, В.В. ЛУШКИН,
В.В. ИВАНОВ

**ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИНДИКАТОРНЫЙ
ПРИБОР С ПОНИЖЕННЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ ЗАЖИГАНИЯ**

В настоящее время широкое распространение получило использование световых табло на пультах управления и мнемонических схемах, дающих оперативную визуальную информацию о процессах в тех или иных системах. Еще большее значение приобретает использование одновременно двух видов кодирования — знаком и цветом.

Для составления таких табло требуется большое количество элементарных источников света, удовлетворяющих определенным требова-



Общий вид и конструкция газоразрядного индикаторного прибора:
1 — светящаяся часть колбы, покрытая люминофором;
2 — анод; 3 — катодный цилиндр; 4 — вспомогательный электрод; 5 — изолятор;
6 — вывод вспомогательного электрода; 7 — вывод катода; 8 — вывод анода

ниям по долговечности, надежности, цветности, яркости, экономичности, величине питающих напряжений, удобству монтажа в пакет и в линию.

С учетом перечисленных требований разработан прибор тлеющего разряда с холодным катодом П-образной формы (см. рис.). Наполнение прибора — аргон с парами ртути, светящаяся часть (поз. 1) покрыта с внутренней стороны люминофором, обеспечивающим определенный цвет свечения. Возможна любая длина светящейся части в пределах 30–100 мм, любой диаметр трубки в пределах 8–16 мм. Прибор выполнен в пяти цветовых вариантах (зеленый, синий, желтый, белый, малиновый), обладает большой яркостью свечения, низким и стабильным потенциалом зажигания, высокой надежностью и большим сроком службы.

Зажигание прибора происходит от постоянного или пульсирующего питающего напряжения 220 в, в то время как газоразрядные приборы такой длины требуют либо питающих напряжений порядка киловольт, либо применения специальных пусковых устройств. Снижение потенциала

зажигания достигается введением дополнительного электрода в виде тонкой металлической нити (поз.4), проходящей через весь разрядный промежуток и имеющей изолированный вывод.

В рабочем режиме ток анода прибора составляет 10-15 ма при питании от источника постоянного тока напряжением 220-300 в. Габаритная яркость свечения приборов при электрической мощности 2 вт составляет 1200 нт - зеленого, 1000 нт - желтого и малинового, 900 нт - белого и голубого цветов. Указанная яркость свечения достаточна для четкого различения всех цветов на расстоянии 15 м при дневном свете.

Приборы опытной партии выдержали испытание на срок службы в течение 10000 час. Прибор может быть использован в схемах с запоминанием визуальной информации, если вспомогательный электрод использовать как самостоятельный для подачи на него "отпирающего" сигнала, после ухода которого прибор продолжает светиться.

Простота конструкции и технологии изготовления прибора, высокое значение яркости свечения, многоцветность в сочетании с малым и стабильным потенциалом зажигания, а также большой долговечностью позволяют считать, что прибор найдет применение в различных радиотехнических схемах с выводом информации на большие табло, стенды, мнемосхемы.

Статья получена 6 сентября 1971 г.

В.В.ВОДОЛАЖЧЕНКО, А.Е.ГРОДШТЕЙН,
Н.Д.КИРСАНОВ, В.Я.КОЛОТ, Г.А.ПОНОМАРЕВ,
В.Ф.РЫБАЛКО, В.И.ТАТУСЬ, Я.М.ФОГЕЛЬ

**ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ
ЭЛЕКТРОДОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИБОРОВ**

Методом вторичной ионно-ионной эмиссии исследован состав поверхностного слоя электродов ГРП после различных этапов технологической обработки.

Даны рекомендации, имеющие практическую ценность при конструировании и изготовлении приборов с холодным катодом.

В В Е Д Е Н И Е

Часть изготовленных промышленностью газоразрядных приборов (ГРП) бракуется вследствие того, что они выходят из строя в процессе их эксплуатации из-за недопустимого разброса вольтамперной характеристики. Можно указать несколько возможных причин этого явления. Одна из главных причин - изменение работы выхода материала катода. Однако до сих пор недостаточно выяснено влияние на параметры прибора поверхностных загрязнений катода, которые могут образоваться во время изготовления и эксплуатации прибора. Именно эта последняя причина представляется нам наиболее существенной, так как состав поверхностного слоя электродов определяет их работу выхода $/I/$.

С целью выяснения влияния поверхностных загрязнений на изменение вольтамперных характеристик стабилитронов в настоящей работе определяли химический состав поверхности электродов приборов СГ20Г-I методом вторичной ионно-ионной эмиссии.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Особенности явления вторичной ионно-ионной эмиссии и масс-спектрометрический метод анализа поверхностного слоя твердых тел, основанный на этом явлении (метод в.и.и.э.), описаны в работе /2/, масс-спектрометрическая установка и методика проведения экспериментов - в работе /3/.

Исследование состава поверхностного слоя молибденовых электродов приборов СГ20Г-I производилось соответственно стадиям процесса производства этих приборов. В первой стадии производственного процесса молибденовая лента, из которой изготавливаются электроды, подвергается следующей обработке: обезжириванию ультразвуком, отжигу

в водороде и отжигу в вакууме. Из обработанной таким образом ленты вырезались образцы, которые затем устанавливались в камере мишени масс-спектрометрической установки, после чего исследовался масс-спектр вторичных ионов, выбитых с поверхности образцов.

Высоты пиков масс-спектра определены в относительных единицах, причем высота пика H^+ принята за 100 единиц. Исследовалась область масс от 1 до 130 атомных единиц. Масс-спектр исследовался при температуре ленты около $20^{\circ}C$.

Значительная часть пиков масс-спектра соответствует вторичным ионам, происходящим от молекул остаточных газов (N_2 , O_2 , CO , H_2O , молекулы различных углеводородов), адсорбирующихся на поверхности оомбардируемого образца. Высота пиков этих ионов мало изменяется в зависимости от способа обработки молибденовой ленты. Иначе обстоит дело с ионами Na^+ и K^+ , происходящими от загрязнений молибденовой ленты соответствующими щелочными металлами. В этом случае наблюдается значительное изменение высоты пиков Na^+ и K^+ для лент, подвергнутых различной обработке. Некоторые, более слабые изменения высот-пиков наблюдаются и для ионов молибдена и его окислов.

Средние результаты измерения высот пиков ионов натрия и калия приведены в таблице.

Интенсивность масс-линий ионов K^+ и Na^+ ,
выбитых с поверхности молибдена

Символ	Ультразвуковое обезжиривание	Отжиг в водороде $T = 900^{\circ}C$ $t = 5$ мин	Отжиг в вакууме	
			$T = 900^{\circ}C$ $t = 5$ мин	$T = 1100^{\circ}C$ $t = 30$ мин
Na^+	100	180	27	22
K^+	160	340	70	50

Если концентрацию атомов натрия и калия на поверхности образца после ультразвуковой обработки принять за исходную, то после отжига в водороде в муфельных печах загрязнение поверхности молибдена этими металлами увеличивается в 1,8-2 раза, а после отжига в вакууме уменьшается в 2-4 раза.

Следующей стадией подготовки электродов приборов СГ20Г-1 является их обработка разрядом в аргоне, перед которой исследуемый образец прокаливается в вакууме (давление остаточного газа $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст.) при температуре $1100^{\circ}C$ в течение 30 мин.

Чтобы выяснить, какие изменения в составе поверхностного слоя возникают при обработке разрядом в аргоне, в камеру мишени производился напуск аргона до давления 5-10 мм рт.ст. и между исследуемым образцом, служившим катодом, и вспомогательным электродом зажигался разряд. После обработки разрядом аргон откачивался и исследовался масс-спектр обработанного образца.

Обработка разрядом в аргоне производилась как при небольших ($2,5 \text{ ма/см}^2$), так и при повышенных плотностях тока (20 ма/см^2).

Все указанные выше технологические операции сравнительно мало влияют на высоту подавляющего большинства пиков масс-спектра вторичных ионов. Очень сильное влияние оказывает обработка разрядом большей мощности на высоту пиков ионов Na^+ и K^+ . После такой обработки ток эмиссии вторичных ионов Na^+ и K^+ увеличивается в 100 и 10 раз соответственно. На ток эмиссии вторичных ионов окислов молибдена обработка ленты разрядом заметного влияния не оказывает.

Поскольку было обнаружено сильное влияние обработки разрядом в аргоне на ток эмиссии вторичных ионов щелочных металлов, представляло интерес выяснить зависимость $I(t)$ (I - ток эмиссии ионов K^+ , t - время обработки разрядом в аргоне), которая иллюстрируется рис.1. Вначале наблюдается очень сильное увеличение тока ионов K^+ , затем по мере течения времени этот ток уменьшается и по истечении 8 час достигает постоянного значения.

Чтобы определить состав поверхностного слоя электродов стабилитронов СГ20Г-1 как до, так и после их эксплуатации, были проана-

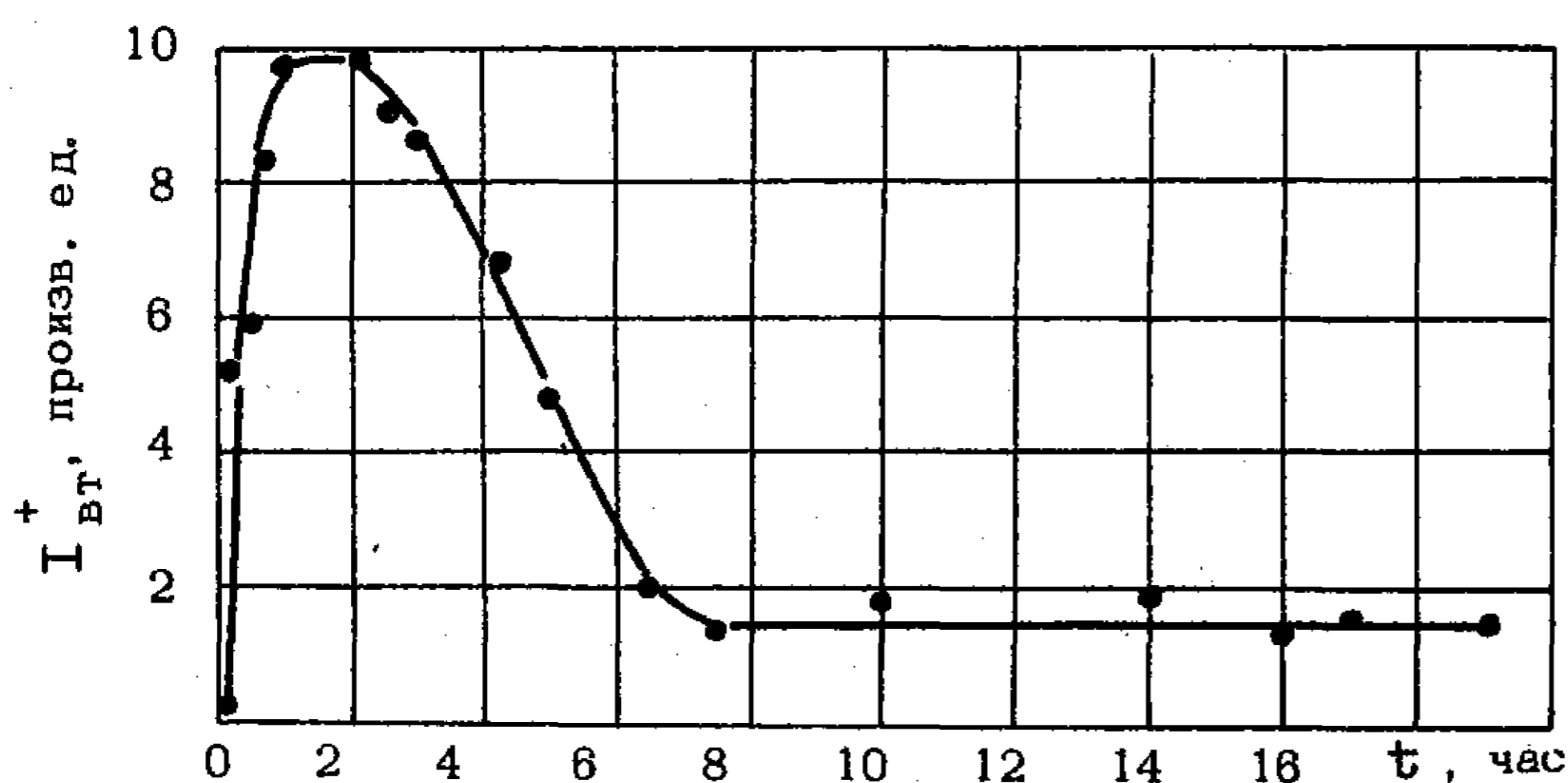


Рис.1. Зависимость тока эмиссии вторичных ионов K^+ от времени обработки молибденовой ленты разрядом в аргоне. Ток разряда 20 ма/см^2

лизированы три группы приборов. В первой группе было 6 шт. годных по параметрам приборов, но не эксплуатированных. Во второй группе были три забракованных по электрическим параметрам прибора. В третьей - 16 шт. приборов, проработавших 3500 час и

оставшихся годными. Кроме того, были исследованы катоды стабилитронов СГ205-Б, которые были забракованы после изготовления.

Катоды стабилитронов извлекались из баллонов, из них вырезались полоски должного размера, которые затем устанавливались в камере мишени масс-спектрометрической установки. Полученные масс-спектры по составу ионов и относительным интенсивностям большинства масс-линий мало отличались друг от друга. Исключение составляли интенсивности пучков ионов Na^+ и K^+ , которые в масс-спектрах катодов различных приборов были существенно различными.

Необходимо было выяснить, существует ли какая-либо корреляция между интенсивностью пучков ионов Na^+ и K^+ , выбитых с поверхности катода, и напряжением горения разряда в том стабилитроне, из которого катод был вынут.

На рис. 2, 3 представлена зависимость напряжения горения от степени покрытия катодов калием и натрием в относительных единицах^{*}). Пунктирные линии ограничивают напряжение горения годных приборов. Как видно из рис. 2, 3, у стабилитронов, напряжение горения которых выходит за пределы допустимой области разброса значений, катоды имеют либо малое, либо большое покрытие атомами щелочных металлов. У значительного числа приборов, напряжение горения которых не выходит за пределы нормы, степень покрытия катодов атомами щелочных металлов имеет промежуточное значение.

Таким образом, налицо определенная

корреляция между степенью покрытия катода атомами щелочных металлов и напряжением горения разряда в нем. Это и неудивительно, так как, с одной стороны, между величиной напряжения горения и работой выхода катода существует линейная зависимость, с другой стороны, известно, что работа выхода молибдена немонотонно зависит от покрытия его поверхности атомами щелочных металлов. Расположение точек на рис. 2 и 3 в определенной мере согласуется с представлением

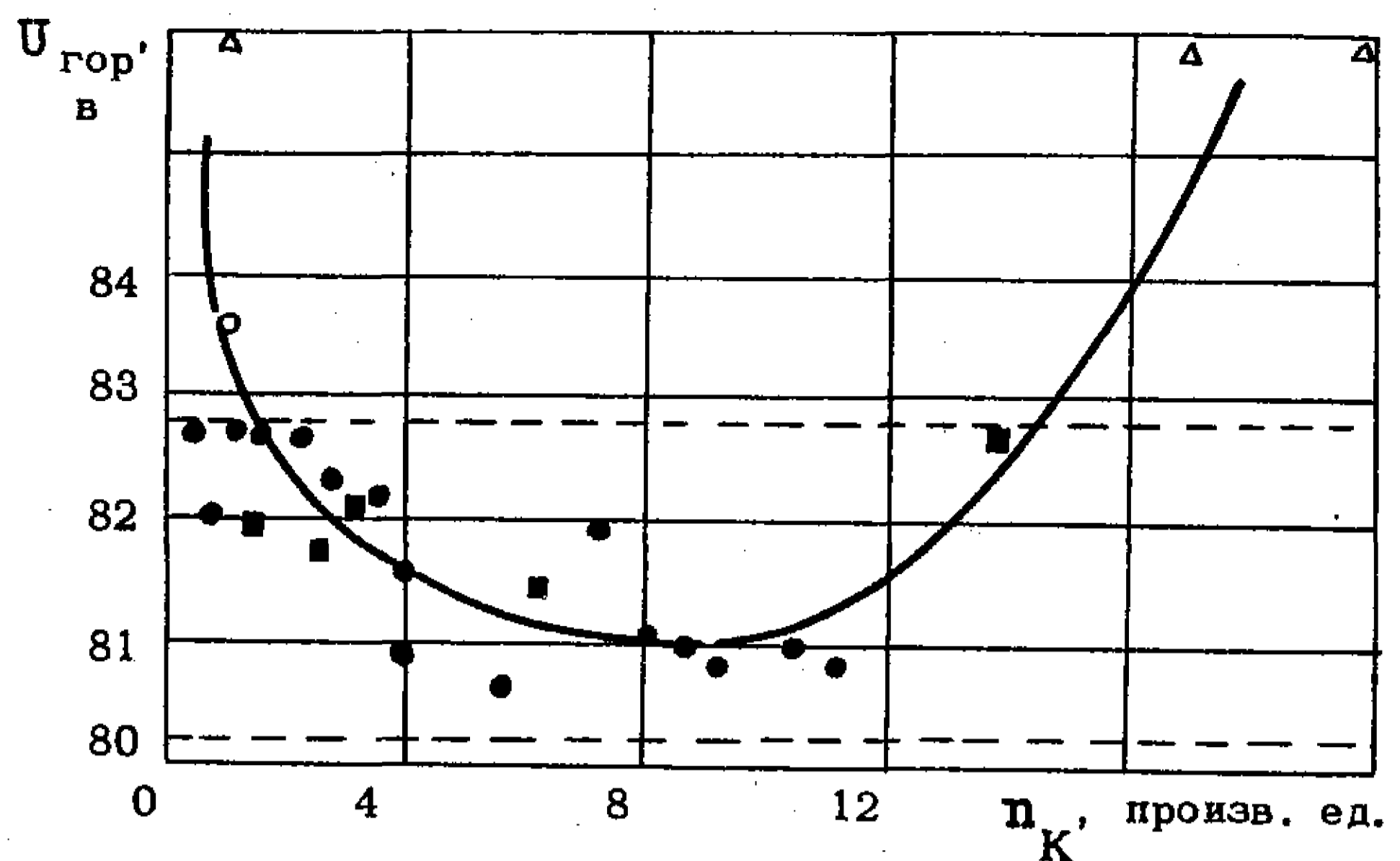


Рис. 2. Зависимость напряжения горения разряда в ГРП от относительной концентрации атомов калия на поверхности катода:
 ■ - приборы СГ20Г-1, удовлетворяющие стандарту после изготовления;
 ▲ - приборы СГ20Г-1, не удовлетворяющие стандарту после изготовления;
 ● - приборы СГ20Г-1, удовлетворяющие стандарту после 3500 часов эксплуатации;
 ○ - приборы СГ205-Б, не удовлетворяющие стандарту после изготовления

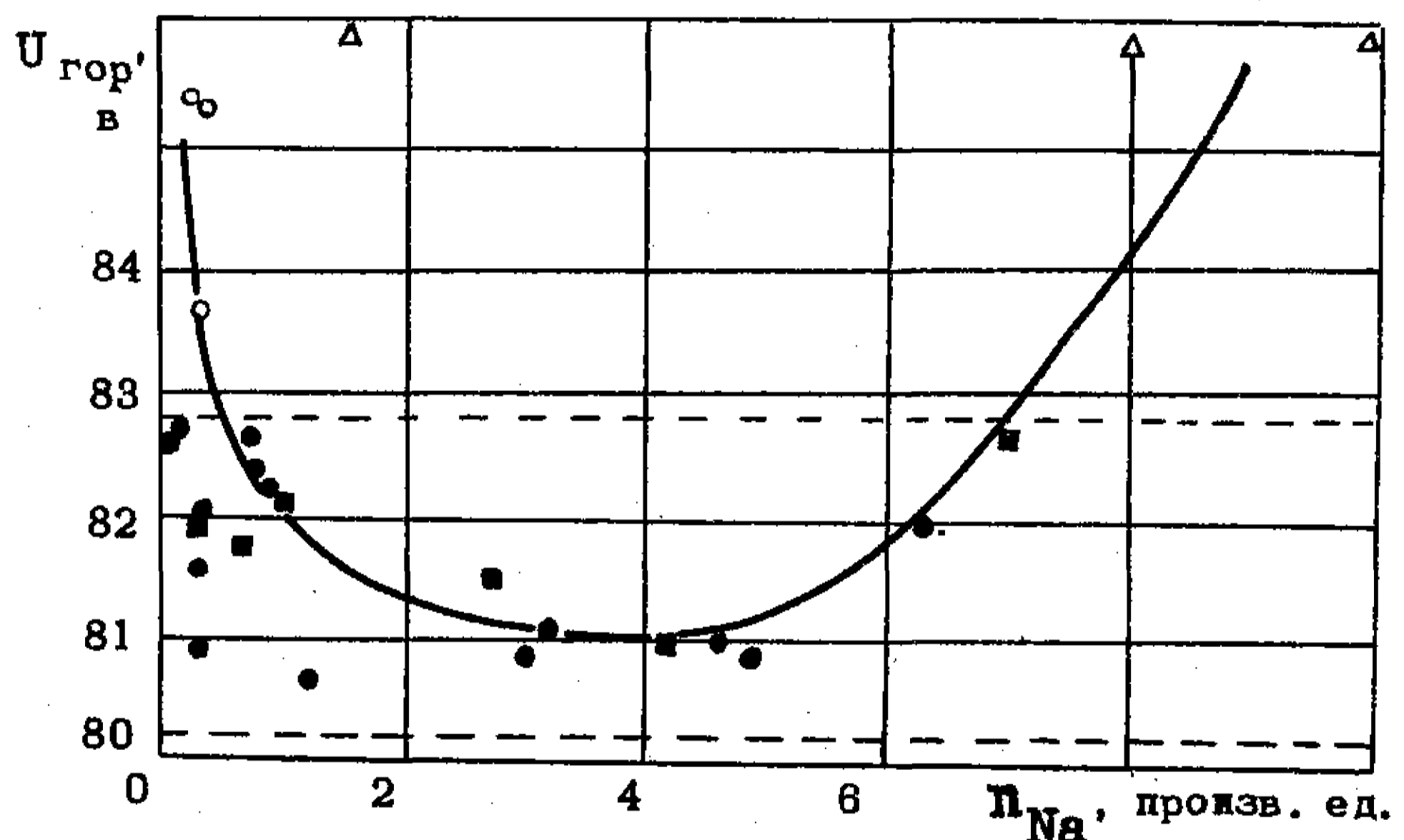


Рис. 3. Зависимость напряжения горения разряда в ГРП от относительной концентрации атомов Na на поверхности катода. Обозначения те же, что и на рис. 2

^{*}) На рис. 2 и 3 на оси абсцисс вместо токов I ионов Na^+ и K^+ отложены пропорциональные им величины концентрации n атомов Na и K на поверхности катода.

о том, что работа выхода катодов исследованных стабилитронов изменяется в зависимости от степени покрытия катода щелочными металлами, а именно в некоторой промежуточной области покрытий величина работы выхода электронов имеет минимум.

Наличие щелочных металлов на поверхности молибденового катода, очевидно, связано с тем, что в материале катода присутствуют примеси этих металлов. Степень покрытия поверхности катода щелочными металлами в условиях рабочего режима приборов, т.е. при бомбардировке катода ионами плазмы газового разряда, определяется рядом процессов. К этим процессам относятся:

1) распыление ионной бомбардировкой как атомов щелочных металлов, находящихся на поверхности катода, так и материала самого катода;

2) ионизация распыленных атомов щелочных металлов в плазме газового разряда и возвращение некоторой их части в виде ионов на поверхность катода электрическим полем, созданным разностью потенциалов, приложенной к электродам ГРП;

3) диффузия атомов щелочных металлов из объема катода на его поверхность в основном по дефектам (дислокациям, границам зерен) кристаллической решетки катода;

4) испарение атомов щелочных металлов с поверхности катода.

В случае разряда небольшой мощности, когда температура катода не очень сильно отличается от комнатной, его покрытие щелочными металлами определяется только первым и вторым процессами. В этом случае покрытие изменяется со временем работы стабилитрона вследствие неравномерности распределения примесей этих металлов в объеме катода. Изменение покрытия происходит из-за постепенного травления катода ионной бомбардировкой, в результате чего на поверхности катода обнажаются все более глубоко расположенные слои. Концентрация атомов щелочных металлов на поверхности катода в данный момент времени определяется их концентрацией в том слое материала катода, который в этот момент времени выходит на поверхность.

Если стабилитрон работает в режиме разряда такой мощности, которая достаточна для разогрева катода до температуры, при которой делается заметной диффузия щелочных металлов из объема катода на его поверхность, то при этом режиме покрытие катода атомами щелочных металлов определяется не только ранее рассмотренными первым и вторым процессом, но и процессом диффузии, а также процессом испарения атомов щелочных металлов с поверхности катода.

Влияние рассмотренных выше процессов проявляется в наблюдавшихся изменениях покрытия катодов атомами щелочных металлов при различных способах обработки катодов.

Полученные в настоящей работе экспериментальные результаты позволяют сделать выводы, которые могут иметь практическую ценность для предприятий, изготавливающих стабилитроны. Производству можно

рекомендовать исключить из числа операций по подготовке молибденовой ленты, используемой для изготовления катодов, отжиг в водороде. Было бы очень важно исследовать работу стабилитронов с катодами, изготовленными из молибденовой ленты, тщательно очищенной от объемных примесей и в первую очередь от примесей щелочных металлов^{*}). Не исключена возможность, что характеристики стабилитронов с катодами, изготовленными из молибденовой ленты, очищенной от примесей щелочных металлов, окажутся более устойчивыми.

^{*}) Очистка молибдена от щелочных металлов может быть осуществлена прогревом молибдена в вакууме при высокой температуре. Степень очистки молибдена, по-видимому, может быть увеличена при последующем его прокаливании при более низкой температуре, но в разреженном газе, увеличивающем скорость диффузии атомов щелочных металлов через дислокации /4,5/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кашников Н.Г. Характеристики нормального тлеющего разряда и их использование в некоторых газоразрядных приборах. Диссертация, М., МЭИ, 1960.
2. Фогель Я.М. Вторичная ионная эмиссия. УФН, 1967, т. 91, вып. 1, стр. 75-112.
3. Колот В.Я., Рыбалко В.Ф., Фогель Я.М., Тихвинский Г.Ф. О возможности применения метода вторичной ионно-ионной эмиссии к изучению коррозионных процессов. "Защита металлов", 1967, т. 3, вып. 6.
4. Рекова Л.П., Фогель Я.М. Воздействие газов на термоионную эмиссию металлов, подвергнутых деформации. ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 11, стр. 1980-1983.
5. Рекова Л.П., Фогель Я.М., Нестеров Л.В. Влияние газов на скорость диффузии примесей в металлах через дислокации. ФТТ, 1969, т. 11, вып. 7.

Статья получена 25 мая 1971 г.

Б.И.ТИХОНЮК, В.В.ШУБИН

ПОЛУАВТОМАТ ТРЕНИРОВКИ ТИРАТРОНОВ
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Разработана и внедрена типовая конструкция карусельного полуавтомата импульсной форсированной тренировки тиратронов с холодным катодом.

Приводятся описание полуавтомата, электрические схемы блоков тренировки и управления.

Решение задач механизации производства, создание поточных механизированных и автоматизированных линий, внедрение автоматических систем управления требуют разработки и внедрения автоматического и полуавтоматического оборудования, в том числе и для тренировки приборов. Применение форсированного импульсного режима тренировки тиратронов с холодным катодом и цифровых индикаторных ламп^{*)}, позволившее сократить время тренировки с десятков до нескольких часов, дало возможность создать карусельный полуавтомат тренировки. Ниже приводится описание полуавтомата для тренировки, в частности, тиратронов ТХ4Б-1.

Полуавтомат (рис. 1) состоит из 24 панелей, на каждой размещается 60 тиратронов, одновременно тренируется 1380 шт. Вращение полуавтомата — периодическое, такт регулируется от 1 до 30 мин, кинематическая производительность 350 шт/час при времени тренировки 4 часа, амплитуда импульса тока через тренируемый тиратрон до 250 ма, длительность импульса тока 3-6 мсек, частота следования импульсов 8,3 гц. Электрическая схема полуавтомата позволяет производить проверку на индикацию приборов в загружаемой панели, осциллографирование тока одного тренируемого тиратрона в каждой панели, регулировку величины и длительности тока. Максимальная электрическая мощность, потребляемая полуавтоматом, 6 ква, габаритные размеры: диаметр не более 2000 мм, высота не более 1500 мм.

Полуавтомат установлен на плите, укрепленной на двух литых основаниях; на верхней стороне плиты закреплена неподвижная ось, служащая для установки на подшипниках карусели, коллектора, состоящего из контактных колец. Панели крепятся на карусели при помощи кронштейнов, на карусели закреплены и щеткодержатели. С помощью щеток

^{*)} Ивкевич В.А., Цадикович Ф.М. Новая технология тренировки приборов тлеющего разряда. "Электронная техника", сер. 3 "Газоразрядные приборы", 1970, вып.2(18), стр. 119.

панели соединяются с контактными кольцами коллектора и источниками питания. Периодический поворот карусели осуществляется электроприводом, состоящим из электродвигателя переменного тока, червячного редуктора. На выходном валу редуктора расположена улитка, обеспечивающая периодический поворот карусели.

В нижней части стола размещены панель магнитных пускателей и предохранителей, блок управления, регулятор напряжения РНО-250-10, трансформатор.

Принцип работы полуавтомата тренировки (рис.2).

Напряжение на полуавтомат подается от трехфазной сети переменного тока через выключатель В1. Напряжение на электродвигатель М подается через контакты магнитного пускателя Р1, выключающегося периодически с помощью реле времени У1, которое служит для регулирования времени поворота карусели.

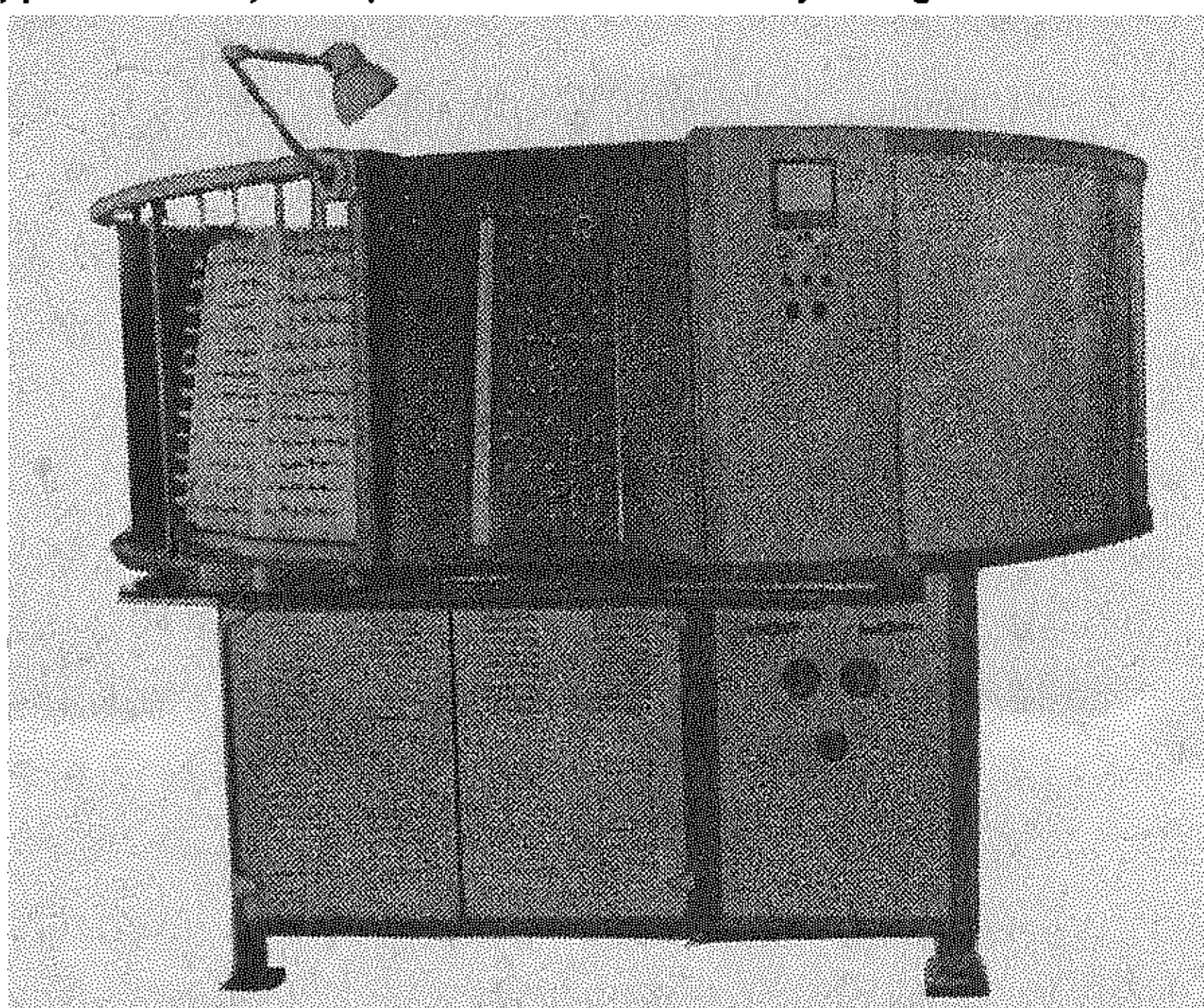


Рис. 1. Общий вид полуавтомата тренировки

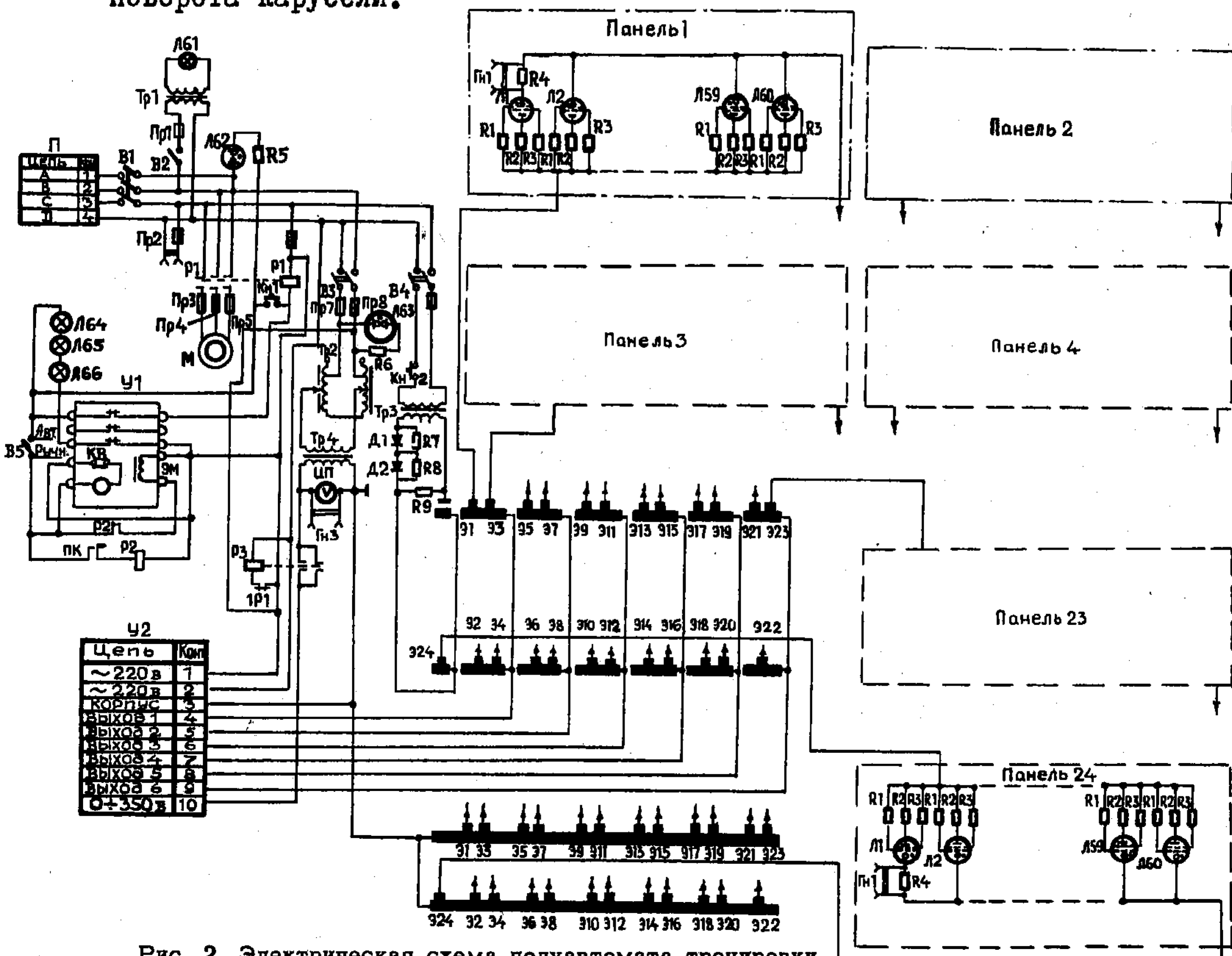


Рис. 2. Электрическая схема полуавтомата тренировки

При каждом повороте карусели кулак, установленный на выходном валу редуктора, замыкает контакты контактного устройства и включает реле Р2, которое размыкает свой нормально закрытый контакт IP2, при этом реле времени выключается, прекращается подача тока на катушку магнитного пускателя Р1 и выключается электродвигатель. Под действием инерции выходной вал редуктора поворачивается, контакты контактного устройства размыкаются, включается реле времени и начинается отсчет времени. При достижении заданного времени реле времени включает магнитный пускатель Р1 и электродвигатель М1, происходит поворот карусели.

Тумблер В2 служит для включения местного освещения.

Анодное напряжение на блок управления подается через выключатель В3, регулятор напряжения Тр2, трансформатор Тр4, контакты магнитного пускателя Р3.

Сформированные импульсы тока частотой 8,3 гц на 6 тиристорах блока управления подаются на 6 полуколец коллектора. С коллектора импульс тока подается на панель тренируемых приборов с помощью щетки. Для обеспечения равномерного режима тренировки на всех панелях на каждый тиристор подключается через одно полукольцо коллектора 4 панели тренируемых приборов по 60 шт. в каждой. На выходе карусели подключаются к тиристорам по 3 панели, при этом ток через тренируемые приборы увеличивается (до 25%).

При повороте карусели подача тока на тренируемые приборы прекращается. При включении магнитного пускателя Р1 его нормально закрытый контакт размыкается и магнитный пускатель Р3 отключает подачу анодного напряжения на блок управления.

Анодное напряжение для проверки на горение приборов загруженной панели подается через выключатель В4, кнопку Кн2, трансформатор Тр3, диоды Д1, Д2, контактное полукольцо и щетки Э24, Э24I.

Блок управления (рис. 3). Получение импульсов тока $f = 8,3$ гц через тренируемые тиратроны обеспечивается блоком управления, где частота сети делится на 6. Для получения прямоугольных импульсов частоты 50 гц служит спускное устройство на триодах ПП7, ПП8. Регулировка фазы производится потенциометром В36. Прямоугольные импульсы с коллектора ПП8 поступают на импульсный усилитель на тиратроне Л1. Усиленные до 70-90 в импульсы подаются на запусковую шину кольцевого счетчика Л2-Л7, который играет роль делителя частоты.

При поочередном зажигании ламп счетчика импульсы, снимаемые с нагрузочных резисторов R19-R24, через разделительные конденсаторы С16-С21 поступают на запуск усилителей мощности ПП1-ПП6, собранных по трансформаторной схеме на триодах КТ 315Г. Импульсы со вторичных обмоток трансформаторов Тр2-Тр8 запускают тиратроны Д15-Д20.

Отсеченная полуволна с нагрузочных резисторов R40-R45 поступает на секции установки с тренируемыми приборами.

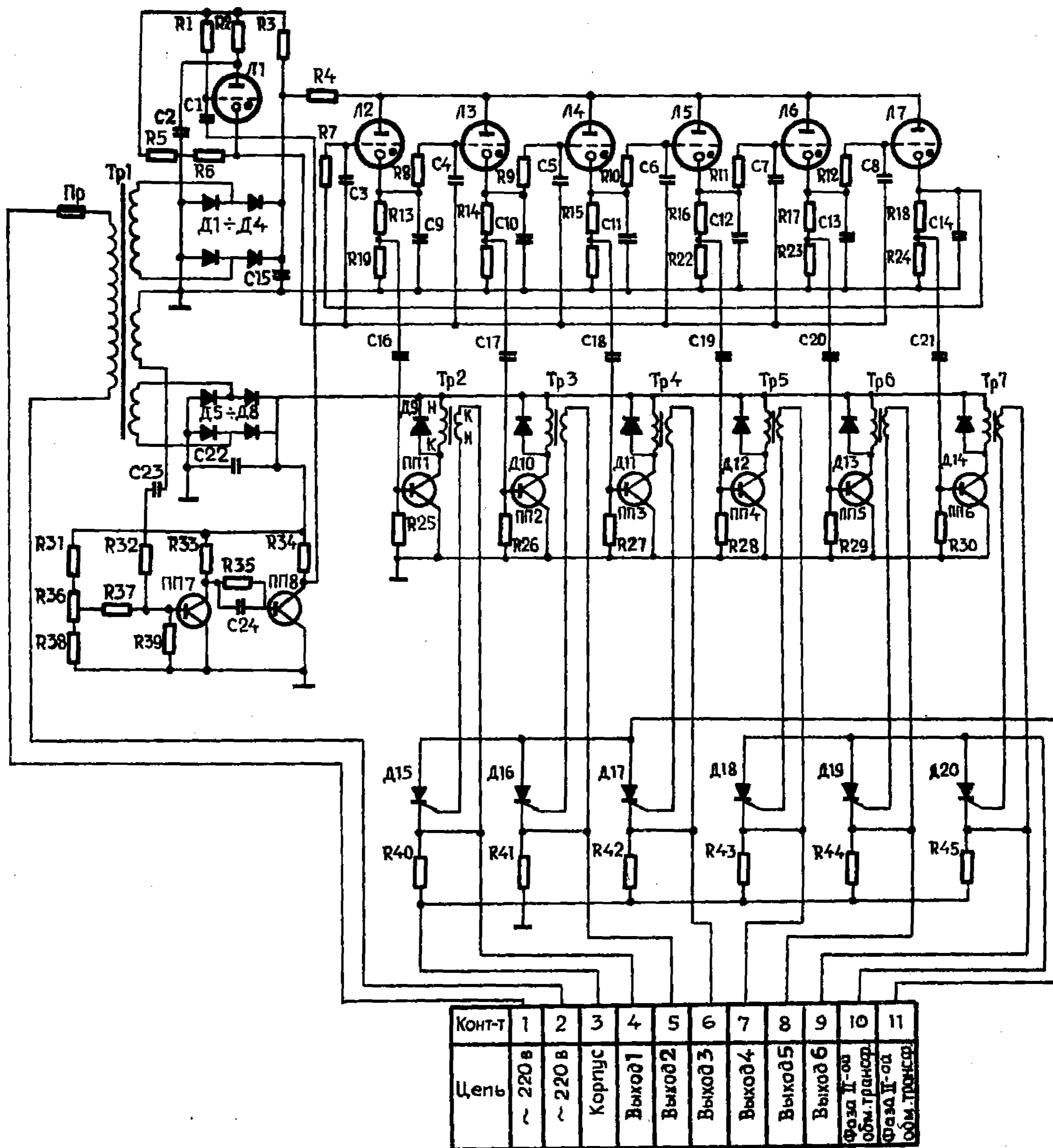


Рис. 3. Блок управления

Внедрение полуавтомата тренировки тиратронов с холодным катодом позволило получить экономический эффект 8,2 тыс.руб за счет повышения коэффициента использования оборудования и производительности труда, уменьшения количества тренировочного оборудования. Работа полуавтомата показала его надежность.

В разработке полуавтомата принимали участие инженеры: Немцов О.И., Соняк Н.А., Чернокнижный Н.Ф.

Статья получена 10 августа 1971 г.

В.И.ТЕРЕЖИН, И.И.ЧЕРНОБАЕВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕН НА НОВЫЕ ТИПЫ ЭВП, ЯВЛЯЮЩИЕСЯ
РАЗВИТИЕМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЯДА

Излагается метод оценки полезности приборов по моделям себестоимости, отражающим зависимость уровня затрат от потребительских свойств, а также порядок расчета цен на новые приборы в увязке с действующими ценами на аналогичные изделия, приведенными в сопоставимые условия производства.

Значительное большинство разрабатываемых газоразрядных приборов и генераторных ламп имеют аналоги среди ранее освоенных и не предназначены для их замены, т.е. относятся к определенному параметрическому ряду и являются либо новым исполнением в пределах этого ряда, либо его продолжением. Цены на эти приборы должны устанавливаться в соответствии с действующими ценами на ранее освоенные изделия и обеспечивать снижение затрат в расчете на единицу полезности по сравнению с аналогом, имеющим меньшую полезность. Последнее является необходимым условием правильной разработки оптовых цен на новые ЭВП.

Использование электровакуумных приборов в качестве комплектующих изделий, многообразие и специфика их функционального назначения не позволяют выразить их полезность посредством одного технического параметра (показателя). Качество ЭВП характеризуется совокупностью параметров, определяющих эффективность их эксплуатации в различных системах. В этой связи вопрос удешевления цен на новые приборы в расчете на единицу полезности становится весьма актуальным. Предлагаемый ниже метод расчета использован авторами в разработанной ими "Методике определения цен на новые типы ЭВП".

Расчет оптовой цены на новый тип прибора начинается с выбора базовых изделий и корректировки действующих цен на эти приборы с целью приведения их к условиям производства, сопоставимым с условиями производства нового прибора.

В качестве базового изделия нового прибора, являющегося непосредственным продолжением параметрического ряда, принимается прибор, ближайший к новому по своим техническим характеристикам.

Если новый прибор является новым исполнением внутри параметрического ряда, то в качестве базовых принимаются два изделия. Нижний базовый прибор имеет технические характеристики ниже, чем новый, верхний базовый — более высокие. Причем оба базовых прибора наиболее близки к новому. Так, базовыми приборами для тиратрона

ТГ4-0, I/I,3 являются ТГ3-0, I/I,3 и ТГ1-1,6/I,3. Параметры приборов приведены в табл. I.

Зачастую весьма трудно выбрать приборы, наиболее близкие к новому по параметрам, из-за их многочисленности и вариаций. В этих случаях в качестве базовых следует принять приборы, имеющие наиболее близкие к новому значения себестоимости, рассчитанные по многофакторным моделям.

В рассматриваемом примере модель себестоимости имеет вид:

$$Y = 69,66X_1^{0,5738} X_2^{0,1609} X_3^{0,7203} X_4^{-0,4386} X_5^{-0,7573} X_6^{1,024}, \quad (I)$$

где X_1 - амплитуда обратного напряжения, кв;

X_2 - продолжительность испытания на вибропрочность, час;

X_3 - среднее значение анодного тока, а;

X_4 - ускорение при испытании на вибропрочность, g ;

X_5 - мощность накала, вт;

X_6 - долговечность, тыс. час.

Значения расчетной себестоимости приведены в табл. I.

Таблица 1

Исходные показатели базовых и нового приборов

Параметры	Приборы		
	нижний базовый	новый	верхний базовый
X_1 - амплитуда обратного напряжения, кв	1,3	1,3	1,3
X_2 - продолжительность испытания на вибропрочность, час	10,0	3,0	24,0
X_3 - среднее значение анодного тока, а	0,1	0,1	1,6
X_4 - ускорение при испытаниях на вибропрочность, g	10	5,0	10
X_5 - мощность накала, вт	3,9	3,9	30
X_6 - долговечность, тыс. час	0,8	2,0	1,2
Действующая цена, руб	1,25	-	24,0
Полезность приборов	0,0406	0,0488	0,0753
Расчетные значения себестоимости, руб.	2,83	3,4	5,35
Коэффициент серийности	3,7		0,28
Коэффициент унификации	1,0		1,1
Коэффициент ресурсных испытаний	1,0		1,0
Коэффициент условий приемки	1,0		1,0
Коэффициент производства	0,98		0,98
Приведенная цена	4-53	-	6-72

Полезность различных приборов (табл. I) одного параметрического ряда может быть измерена коэффициентом

$$K_{\Pi} = \prod_{i=1}^n X_i^{\alpha_i}, \quad (2)$$

где $X_1 \dots X_i \dots X_n$ - параметры, вошедшие в модель;

α_i - коэффициенты эластичности соответствующих параметров модели (показатели изменения уровня себестоимости в зависимости от изменения величины параметра).

Следовательно: 1) цена прибора, являющегося продолжением параметрического ряда, должна подчиняться соотношению

$$\frac{C_{\Pi}}{C_{\Pi\Pi}} \leq \frac{C_{\text{бн}}}{K_{\text{пбн}}}; \quad (3)$$

2) цена прибора, являющегося новым исполнением внутри параметрического ряда

$$\frac{C_{\text{бв}}}{K_{\text{пбв}}} < \frac{C_{\Pi}}{K_{\Pi\Pi}} < \frac{C_{\text{бн}}}{K_{\text{пбн}}}, \quad (4)$$

где C_{Π} , $C_{\text{бв}}$, $C_{\text{бн}}$ - цены нового, верхнего и нижнего базовых приборов;

$K_{\Pi\Pi}$, $K_{\text{пбв}}$, $K_{\text{пбн}}$ - соответствующие коэффициенты полезности приборов.

Соотношения (3) и (4) справедливы при одинаковых условиях производства всех трех приборов. Для приведения цен базовых приборов в условия нового используется следующая формула:^{*}

$$C_{\text{б}} = C_{\text{дб}} \cdot K_{\text{сер}} \cdot K_{\text{ун}} \cdot K_{\text{ри}} \cdot K_{\text{уп}} \cdot K_{\text{пр}}, \quad (5)$$

где $C_{\text{дб}}$ - действующая цена базового прибора по прейскуранту или дополнению к нему;

$K_{\text{сер}}$ - коэффициент серийности, учитывающий различия в объемах и периоде производства нового и базового приборов;

$K_{\text{ун}}$ - коэффициент унификации, учитывающий различия в степени унификаций нового и базового приборов;

$K_{\text{ри}}$ - коэффициент ресурсных испытаний, учитывающий различия в количестве новых и старых приборов, сдаваемых на испытания;

$K_{\text{уп}}$ - коэффициент, учитывающий различия в условиях приемки;

$K_{\text{пр}}$ - коэффициент, учитывающий различия в условиях производства на предприятиях, выпускающих новые и базовые приборы.

В случаях, когда действующие оптовые цены базовых изделий имеют необоснованно высокую рентабельность или убыточность, должна производиться их корректировка применительно к расчетному нормативу рентабельности.

^{*} Подробнее см. Терехин В.И., Чернобаева И.И. Экономические особенности производства электровакуумных приборов и вопросы ценообразования. "Электронная техника", сер. 3 "Газоразрядные приборы", 1971, вып. 4.

Таким образом, задача установления цен на ЭВП, являющиеся дальнейшим развитием параметрического ряда, сводится к тому, чтобы определить дополнительные условия для соотношений (3) и (4).

Преобразуя условие (3) с учетом формулы (2), получим

$$C_H \leq C_{OH} \cdot \prod_{i=1}^n \left(\frac{X_{iH}}{X_{iOH}} \right)^{\alpha_i} \quad (6)$$

Выражение (6) запишем в виде

$$C_H = C_{OH} \cdot K \cdot \prod_{i=1}^n \left(\frac{X_{iH}}{X_{iOH}} \right)^{\alpha_i}, \quad (7)$$

где K — коэффициент, обеспечивающий снижение затрат на единицу полезности нового прибора по сравнению со старым ($K \leq 1$).

Цена прибора, являющегося новым исполнением внутри параметрического ряда, может быть определена по формуле (7), либо на основе следующего соотношения:

$$C_H = C_{OB} \cdot \prod_{i=1}^n \left(\frac{X_{iH}}{X_{iOB}} \right)^{\alpha_i} \left(1 + \frac{K_c}{100} \right), \quad (8)$$

где K_c — стимулирующая надбавка, определяемая в зависимости от затрат на единицу полезности нижнего и верхнего базовых приборов по шкале, предложенной А.М.Матлиным* (табл. 2).

Таблица 2

Соотношение затрат на единицу полезности нижнего и верхнего приборов	До 1,25	1,26 - 1,35	1,36 - 1,45	1,46 - 1,55	1,56 - 1,7	1,71 - 2,0	Свыше 2,0
K_c	0	15	30	40	50	55	60

В рассматриваемом примере $\frac{C_{OH}}{K_H} = 111,6$ р, $\frac{C_{OB}}{K_H} = 89,2$ р, а соотношение затрат на единицу полезности нижней базы к верхней равно 1,25.

На основе вышеизложенного цена нового тиратрона ТГ4-0,1/1,3 должна быть определена по формуле (8), но без стимулирующей надбавки, так как при соотношении затрат на единицу полезности до 1,25 $K_c = 0$.

$$C_H = 6,75 \cdot \frac{0,0488}{0,0753} = 6,75 \cdot 0,65 = 4,37, \text{ или } 4 \text{ р. } 37 \text{ коп.}$$

Коэффициент K в формуле (7) зависит от соотношения полезностей нового и базового приборов. Очевидно, что, чем выше это соотношение, тем меньше затраты на единицу полезности нового прибора по сравнению с базовым и, следовательно, меньше коэффициент K .

* Матлин А.М. "Ценообразование в машиностроении и эффективность технического прогресса". Труды института экономики АН СССР, М., 1972.

Предлагается следующая шкала снижения затрат на единицу полезности для ЭВП, являющихся продолжением параметрического ряда:

Соотношение полезности нового и базового приборов К	1 - 1,25 0,975	1,26 - 1,5 0,95	1,5 - 1,75 0,925	1,75 - 2,0 0,9	2,0 - 5,0 0,85	Свыше 5,0 0,8
--	-------------------	--------------------	---------------------	-------------------	-------------------	------------------

В практических расчетах цен на новые типы ЭВП условие (4) может не выполняться, т.е. затраты на единицу полезности нижнего базового прибора могут быть меньше, чем верхнего. Это происходит в силу различных причин; основные из них следующие: неправильное установление действующих цен на базовые приборы, различные уровни морального старения и технологичности, в связи с чем фактическая себестоимость выше расчетной. В этих случаях цена должна рассчитываться по формуле (7) с учетом приведенной выше шкалы.

Реализация предложенного метода расчета цен на новые ЭВП, являющиеся развитием параметрического ряда, будет способствовать повышению их экономичности и создаст заинтересованность в производстве и эксплуатации более эффективных приборов.

Статья получена 22 февраля 1972 г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Дорони В.Г. Устойчивость одновременной генерации в замкнутой системе из трех каналов	3
Гримблатов В.М., Остапченко Е.П., Теселкин В.В. Взаимодействие переходов с общим уровнем в двухволновом одночастотном газовом лазере	6
Самородов В.Г., Степанов В.А. О возникновении и исчезновении стоячих страт в газоразрядном промежутке	12
Беляев В.Б. К вопросу о механизме влияния ультрафиолетового излучения на потенциал зажигания разряда в молекулярных газах	16
Ворончев Т.А. Процесс развития несамостоятельного дугового разряда и его предразрядная и разрядная фазы	21
Арефьев А.С., Потсар А.А. Расчет плотности ионного тока в дуговом разряде с накалимым катодом при низком давлении	27
Бодров Н.М., Орлов Ю.И., Семенов М.Г. Выборочная методика исследования параметров многоточечных видеозкранов	33
Куликов Ю.Н., Кюн В.В., Малькова Г.И., Степанов В.А. Ионный аргоновый ОКГ с ртутным катодом	42
Арш А.М., Бородулин М.Д., Уваров М.Н. Игнитрон для машин контактной электросварки большой мощности	46
Солдатенко А.И., Шендаков А.И. Исследование нового газоразрядного прибора со скрещенными полями - триотрона в режиме импульсного тиратрона	53
Баранов А.И., Крестов В.А., Ларюшин А.С., Силкин А.С., Тихомиров Л.М. Исследование работоспособности таситрона в импульсном генераторе высокой частоты	58
Авдонькин В.В., Назаров И.Д. Влияние газового разряда на проницаемость гелия и неона сквозь стекло	66
Король Л.Н., Коржавый А.П., Сергеев Е.А., Файфер С.И. Поглощение инертных газов в аномальном тлеющем разряде с полым катодом	70
Ананьин В.С., Беляев В.А., Покосовский Л.Н. Поведение окисных пленок алюминия в тлеющем разряде	78
Мальнев В.М., Савичева М.А. Послеразрядная эмиссия чистометаллических и металлокерамических катодов при изменении температуры окружающей среды	84
Белкин А.М., Егоров В.Ф., Мойсеенков А.Н., Никитенко А.Г., Петров В.В. Расчет и конструирование малогабаритных электромагнитных вакуумных клапанов	89

Бордукова В.З., Кулавина Э.И., Смарагдин Н.П. Высоковольтный стабилизатор напряжения	98
Иванов Ю.П., Лашин В.А., Островский А.К. Разработка магнитно-полупроводниковых схем управления тиристорами в регуляторах напряжения для ГРП	103
Дудкин Р.И., Живило А.П. Кольцевой коммутатор с опрокидывающими конденсаторами	107
Шилов Л.В. Телефонный аппарат с электронным номеронабирателем	112

К р а т к и е с о о б щ е н и я

Соколова Н.С., Лушкин В.В., Иванов В.В. Люминесцентный газоразрядный индикаторный прибор с пониженным напряжением зажигания	118
---	-----

П р о и з в о д с т в о и э к о н о м и к а

Водолажченко В.В., Гродштейн А.Е., Кирсанов Н.Д., Колот В.Я., Пономарев Г.А., Рыбалко В.Ф., Татусь В.И., Фогель Я.М. Влияние состава поверхностного слоя электродов на электрические параметры приборов	120
Тихонюк Б.И., Шубин В.В. Полуавтомат тренировки тиратронов тлеющего разряда	126
Терехин В.И., Чернобаева И.И. Определение цен на новые типы ЭВП, являющиеся развитием параметрического ряда	130

На вклейке: реклама на металлокерамический импульсный таситрон с жидкостным охлаждением ТГУ1-5/12.

Редактор **Е.М.КАРПЕЛЬЦЕВА**
Технический редактор **А.А. ДЕНИСОВ**
Корректоры **Р.Д.ЗЕНИЧЕВА, Л.И.КЫЗИНА, Г.Т.ПАТРИНА**

09582
Формат 70 x 108 1/16
Тираж 1500

Подписано к печати 14/III-1972 г.
Печ. л. 8,5 + вклейка

Заказ № 204
Уч.-изд.л. 10
Цена 1 руб.

Цена 1 руб.