

К ТЕОРИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО КЛИСТРОНА

Л. А. Поспелов

Харьков

РЕЖИМ РАБОТЫ КЛИСТРОНА ВБЛИЗИ ГРАНИЧНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Как известно [12—14], величина амплитуды первой гармоники тока определяется условиями взаимодействия электронов с полем резонатора и условиями группировки в пространстве дрейфа; она может быть представлена в виде соотношения:

$$\frac{i_1}{i_0} = -2 \Sigma I_1 \left(\xi_1 \frac{M_1}{2} \Theta_0 F \right) \sin(\Theta_0 G + \varphi_0 + \Psi_0), \quad (1)$$

где i_1 — амплитуда первой гармоники тока;
 i_0 — величина тока электронов, проходящих зазор резонатора дважды;
 I_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка;
 $\xi_1 = V_1/V_0$; V_1 — амплитуда первой гармоники потенциала поля в зазоре резонатора;
 V_0 — ускоряющее напряжение;
 M_1 — коэффициент эффективности взаимодействия электронов;
 $\Theta_0 = \omega T_0$ — угол дрейфа;
 T_0 — время дрейфа в соответствующем однородном поле.

F и G учитывают влияние неоднородности поля отражателя и пространственного заряда на условия группирования.

Множитель Σ и фаза Ψ_0 учитывают, что условия дрейфа различны для электронов, движущихся на разных расстояниях от оси. В общем случае Σ и Ψ_0 определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Sigma &= \sqrt{a^2 + b^2}; \\ \Psi_0 &= \arctg \frac{b}{a}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \overline{n' \sin \Theta_0 G}; \\ b &= \overline{n' \cos \Theta_0 G} \end{aligned}$$

(n' — относительная плотность электронов на радиусе; $n'(0) = 1$). Черта над этими величинами означает усреднение их по сечению потока электронов. Для получения конкретных зависимостей Σ и Ψ_0 от параметров потока необходимо располагать зависимостью времени дрейфа электрона от расстояния до оси, на котором он пересек зазор. Минимальное значение для Σ можно получить, предположив, что поток достаточно тон-

кий, а электроны движутся по прямым, параллельным оси. Тогда, как легко убедиться,

$$\Sigma_{\max} = \frac{\sin \theta_0 x_{\min}}{\theta_0 x_{\min}}, \quad (3)$$

где

$$x_{\min} = \frac{1}{4} \left(\frac{r_0}{L} \right)^2 \int_0^1 d\xi \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_0'} \right)' \frac{\varphi_0'}{\sqrt{1 - \varphi_0}}.$$

Здесь $\sqrt{1 - \varphi_0}$ — безразмерная скорость электрона на оси системы;
 r_0 и L — радиус и длина электронного потока;
 θ_0 — угол дрейфа.

Из соотношения (3) следует, что Σ убывает (примерно как $\frac{1}{\theta_0}$) с ростом угла дрейфа, с ростом плотности тока, неоднородности внешнего поля и радиуса потока.

Коэффициент взаимодействия определяется соотношением [15]

$$M = \frac{1}{E_1(0)d} \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(x) \sin \frac{\omega}{v_0} x dx, \quad (4)$$

где $E_1(x)$ — амплитуда первой гармоники напряженности высокочастотного поля резонатора;

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_0};$$

x — координата вдоль направления движения электрона.

Из выражения (4) видно, что M зависит лишь от единственной величины — угла пролета зазора $\varphi_0 = \frac{\omega_0 d}{v_0}$. Неравенство $0 \leq x \leq d$ определяет область пространства, где поле отлично от нуля.

Для зазоров, ограниченных сетками, можно считать, что

$$\frac{E}{E(0)} = \begin{cases} 1, & -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2} \\ 0, & |x| > \frac{d}{2} \end{cases},$$

тогда [12, 15]

$$M = \frac{\sin\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)}{\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)}. \quad (5)$$

Высокочастотное поле бессетчатых зазоров ближе к распределению вида

$$E = E(0) e^{-\left(\frac{x}{d}\right)^2}.$$

При этом

$$M = e^{-\varphi_0^2/4}. \quad (6)$$

Из соотношения (6) следует, что коэффициент эффективности взаимодействия электронов с полем бессетчатого зазора весьма быстро падает с ростом угла пролета φ_0 . Это накладывает жесткие ограничения на выбор ускоряющего напряжения. Неоднородность поля дрейфа легко

можно учесть, если пренебречь пространственным зарядом. При этом получим [13]

$$G_0 = \int_0^1 \frac{dx'}{\sqrt{1-\varphi(x')}}; \quad (7)$$

$$F_0 = \int_0^1 \frac{dx'}{(V\sqrt{1-\varphi(x')})^3}, \quad (8)$$

где $x' = \frac{x}{x_{\max}}$;

$V_0(1-\varphi(x))$ — потенциал пространства дрейфа относительно катода.

Из соотношений (8) и (9) можно заключить, что в тормозящих полях величина $\gamma \equiv \frac{F}{G} > 1$, в ускоряющих $\gamma < 1$, т. е. первые более эффективно группируют поток электронов.

В общем случае учет пространственного заряда представляет большие трудности. Однако, если его влияние мало, то оно легко может быть изучено методом размерности. Для больших номеров зон генерации соответствующее выражение для F имеет следующий вид:

$$F = F_0 \left\{ 1 - k \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \Theta_0 G_0 \right)^2 \right\}, \quad (9)$$

где $\omega_p^2 = \frac{4\pi i_0}{mv_0}$ — частота плазменных колебаний,

k — положительный параметр порядка единицы, зависящий лишь от параметров, определяющих $\varphi(x)$ *

Аналогичное соотношение получаем и для величины G . Отличие состоит лишь в том, что в нем параметр, соответствующий k в формуле (9), отрицателен. Таким образом, величина γ с ростом параметра пространственного заряда $\zeta_0 \equiv \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \Theta_0 G_0 \right)^2$ будет убывать, т. е. пространственный заряд способен лишь ухудшать группировку.

При вторичном прохождении зазора электроны отдают полю мощность

$$P_e = P_0 \xi_2 M_2 \Sigma J_1 \left(\xi_1 \frac{M_1}{2} \Theta_0 F \right) \cos \delta, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} P_0 &\equiv i_0 V_0 \\ \delta &= 2\pi \left(N + \frac{3}{4} \right) - \Theta_0 G + \varphi_0 + \psi_0 \\ &(N = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\xi_2 = \frac{V_2}{V_0}$;

V_2 — амплитуда первой гармоники высокочастотного поля в зазоре второго резонатора (в генераторах $V_1 \approx V_2$);

M_2 — коэффициент эффективности взаимодействия электронов при вторичном пролете зазора. При этом во втором резонаторе возбуждаются колебания с частотой ω [12]:

$$\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} \leq \omega \leq \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}, \quad \Delta\omega = \frac{\text{tg } \delta}{Q_0}, \quad (12)$$

* Для случая однородного тормозящего поля значение k получено в работе [16]: $k \approx \frac{4v_0 T_0}{3L} - 1,93 + \ln \Theta_0$. Для бессилового пространства дрейфа значение k может быть получено из результатов работы [17]: $k = 1$.

где Q_0 — добротность второго резонатора (либо добротность всей резонансной системы в генераторе).

Амплитуда установившихся колебаний определяется соотношением

$$\xi_2 = M_2 \Sigma J_1 \left(\xi_1 \frac{M_1}{2} \Theta_0 F \right) \cos \delta \frac{i_0}{Y_0}, \quad (13)$$

которое является условием того, что вся электронная мощность (10) расходуется в возбуждаемом колебательном контуре и в нагрузке с проводимостью Y_0 (для прямопролетного клистрона усилителя и умножителя частоты $Y_0 = Y_{02}$, для генератора $Y_0 = Y_{01} + Y_{02}$, где Y_{01} и Y_{02} — проводимости первого и второго резонаторов, для отражательного клистрона $Y_0 = Y_{01} \equiv Y_{02}$, так как здесь электронный поток взаимодействует с одним и тем же единственным резонатором). Кроме того, для умножителя частоты с ω_0 на $n\omega_0$ во всех приведенных соотношениях необходимо произвести замену $I_1(X) \rightarrow I_n(nX)$.

Из соотношения (13) следует, что величина ξ_2 , а вместе с ней генерируемая мощность, достигают максимума при условии $J_1 \left(\xi_1 \frac{M_1}{2} \Theta_0 F \right) = 0,5$, т. е. для значений номера зоны N , определяемых соотношением

$$N \cong \frac{1,84}{\pi \xi_1 M_1 \Gamma}. \quad (14)$$

Если этот максимум достигим, то мощность, идущая в нагрузку,

$$P_n = 0,25 i_0^2 M_2^2 \Sigma^2 \cos^2 \delta \Phi \left(\frac{Y_n}{Y_0} \right), \quad (15)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{4x^2}{(1+x)^2}. \quad (16)$$

Функция $\Phi(x)$ достигает максимума при $x=1$. Таким образом, максимум P_n достигается при условии равенства проводимостей Y_0 и Y_n . Из соотношений (14) и (15) следует, что пространственный заряд и поле дрейфа влияют лишь на величину номера зоны и на множитель фазовой аберрации. Если же $|\Sigma - 1| \ll 1$, т. е., фазовая аберрация отсутствует, то можно считать, что максимум генерируемой мощности совершенно не зависит от условий группировки (вид поля дрейфа и пространственный заряд).

Из соотношения (13) и из последующих замечаний можно заключить, что при всех равных условиях на усилительном клистроне можно получить генерирующую мощность вдвое большей величины, чем на генераторном. Однако здесь предполагается, что в этих приборах одинаково легко могут быть обеспечены условия возбуждения колебаний. В действительности же последнее условие может внести существенные коррективы в сделанное утверждение, делая предпочтительным генераторный режим для частот, больших некоторой ω граничной.

Условие возбуждения колебаний математически можно представить как соотношение, определяющее минимальную величину тока (пусковой ток), при которой еще возможны колебания. Пусковой ток для прямопролетного клистрона усилительного:

$$i_{\text{п.уск}} = \frac{2V_2}{\pi V_1} \frac{Y_0 V_0 G}{M_1 M_2 \Sigma N F \cos \delta}, \quad (17)$$

генераторного:

$$i_{\text{г.уск}} = \frac{2}{\pi} \frac{2Y_0 G V_0}{M_1 M_2 \Sigma F \cos \delta}, \quad (18)$$

умножительного (с ω_0 до $n\omega_0$):

$$i_{\text{пуск}} = \xi_2 \frac{Y_0 V_0}{M_2 \Sigma \cos \delta \frac{(\pi n N \xi_1 M_1 \gamma)^n}{2^n (n+1)!}}, \quad (19)$$

для отражательного клистрона в режиме генерации:

$$i_{\text{пуск}} = \frac{2}{\pi} \frac{Y_0 V_0 G}{M_1^2 \Sigma N F \cos \delta}. \quad (20)$$

Из соотношения (17) следует, что пусковой ток существенно зависит от величины коэффициента усиления. Сравнивая выражения (17) и (18) (последнее выведено в предположении, что оба резонатора обладают одинаковой проводимостью), видим, что уже при коэффициентах усиления $\frac{V_2}{V_1} > 2$ условия возбуждения усилительного клистрона будут более сложными, чем генераторного.

Сравнение соотношений (18) и (20) показывает, что только использование единственного резонатора в отражательном клистроне позволяет снизить вдвое пусковой ток по сравнению с $i_{\text{пуск}}$ прямопролетного генераторного клистрона. Однако это преимущество, по-видимому, полностью компенсируется тем, что у прямопролетного клистрона имеется возможность достичь высоких коэффициентов взаимодействия использованием высоких ускоряющих напряжений при сравнительно малых диаметрах отверстий в резонаторе (соотношение между диаметрами отверстий у прямоугольного и отражательного клистронов как 1:2 при той же плотности тока).

Кроме того, у прямопролетных клистронов, по-видимому, отсутствует фазовая абберация, тогда как у отражательных клистронов она проявляется довольно сильно. Решающим же фактором, как мы убедимся ниже, являются влияния, выражающиеся величинами F и G . У прямопролетных клистронов, у которых группировка происходит в бессильном пространстве дрейфа, $G \approx 1$, а величина F качественно правильно определяется соотношением [13]

$$F = \frac{\sin \frac{\omega_p}{\omega} 2\pi N}{\frac{\omega_p}{\omega} 2\pi N}. \quad (21)$$

Таким образом, при

$$\frac{\omega_p 2\pi N}{\omega} \sim \frac{\pi}{2},$$

величина $\left(\frac{NF}{G}\right)_{\text{max}} \approx (NF)_{\text{max}} = \frac{\omega}{2\pi\omega_p}$ перестает зависеть от угла дрейфа (от N). Это обуславливает резкое возрастание пускового тока. При этих частотах у отражательного клистрона нежелательное влияние пространственного заряда может быть полностью компенсировано благоприятным влиянием неоднородного поля дрейфа. При этом имеется некоторая возможность уменьшить $i_{\text{пуск}}$ использованием больших номеров зон, если только увеличение Σ не мешает этому. Учитывая, что величины $F \approx 20$ реально достижимы [23], можно считать, что пусковой ток в отражательном клистроне с сильно неоднородным полем отражался в десятки раз меньше $i_{\text{пуск}}$ в прямопролетном клистроне с бессильным пространством дрейфа.

Пусковые условия в умножительном прямопролетном клистроне также можно понять, исследуя зависимость (19) $i_{\text{пуск}}$ от характерных пара-

метров. Из (19) следует, что изменение начальных параметров потока (ξ_1, M_1) либо условий дрейфа исключительно сильно сказывается на величине пускового тока. Поскольку в этих условиях увеличение пускового тока невозможно, так как это привело бы к уменьшению F в $\frac{\omega}{\omega_p}$ раз,

что потребовало бы снова увеличить $i_{\text{пуск}}$ в $\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2$ раз и т. д., то компенсировать уменьшение ξ_1 либо F с переходом к более высоким частотам, либо к большим коэффициентам умножения n можно лишь уменьшением ξ_2 . Таким образом, расчеты, проведенные в работе [18], показали, что $i_{\text{пуск}}$ для умножения, соответствующего переходу $\lambda_1 = 8,7$ мм к $\lambda_2 = 0,87$ мм меньше, чем для рассмотренных выше конструкций. Использование умножения на более высоких частотах должно встретиться с очень сильным спадом генерируемой мощности.

Из выражения, определяющего амплитуду установившихся колебаний

$$\xi_2 = M_2 \Sigma J_n \left(n \xi_1 \frac{M_1}{2} \Theta_0 F \right) \cos \delta \frac{i_0}{V_0} \quad (22)$$

следует, что условия группировки в умножителе по сравнению с генераторным режимом предпочтительнее, так как здесь

$$X = X_0 \frac{\xi_1}{\xi_2},$$

где X_0 — параметр группировки генератора.

Условия максимума амплитуды n -ой гармоники, примерно, имеют вид $X \approx 2$, т. е. здесь для хорошей группировки достаточно X в $\frac{\xi_2}{\xi_1}$ раз меньше, чем в генераторном режиме.

Другим фактором, регулирующим работу клистрона, является величина $P_0 = i_0 V_0 = \text{max}$ — максимальная мощность, которую еще можно подвести к прибору. Поскольку она определяется в основном условиями отвода тепла от работающего прибора, то и существенно зависит от конструкции тех элементов, куда поток отводится. Величина подводимой мощности определяется как величиной ускоряющего напряжения, так и величиной тока. Из соотношения (6) следует, что $V_{0 \text{ min}}$ определяется условием обеспечения достаточно эффективного взаимодействия потока с полем резонатора; из соотношений (13) и (22) следует, что использование слишком больших по сравнению с $V_{0 \text{ min}}$ ускоряющих напряжений нежелательно, так как это приводит к соответствующему уменьшению амплитуды установившихся колебаний, а вместе с ней возрастает N , параметр пространственного заряда, а к. п. д. убывает. Поэтому можно считать, что $V_0 \sim V_{0 \text{ min}}$, при котором $M \sim 1$. Величина максимального тока при заданном ускоряющем напряжении определяется непосредственно величиной мощности, которая еще не вызывает разрушения конструкции*.

В отражательном клистроне весь ток отводится на конус резонатора. В прямопролетных клистронах большая часть тока (порядка $k i_0$, где k — коэффициент токопрохождения отверстия зазора резонатора) отводится на коллектор, который можно сделать достаточно больших размеров и вынести из рабочего пространства (18). Поэтому охлаждение его не представляет проблемы, особенно, если учесть, что поток можно очень замедлить перед тем, как отвести на коллектор (так называемая рекуперация [2]). Минимальный потенциал коллектора определяется опасностью отражения электронов, т. е. V коллектора $\sim V_0 \xi_2$ [2]. Таким

* В работе [18] детально изучены условия теплопровода в приборах типа ЛОВ, ЛБВ и др. В какой-то мере все эти результаты можно применять и к клистрону.

образом, в проблеме теплоотвода здесь принимают участие лишь электроны, попавшие на край отверстия резонатора. При коэффициентах токопрохождения $k \sim 90\%$ они будут составлять лишь десятую часть всех электронов*. Поэтому максимально допустимый ток в прямопролетном клистроне на порядок выше, чем у отражательного. Максимальный же ток, который можно провести через два отверстия диаметром d_0 , расположенных на расстоянии L , определяется соотношением [21]

$$i_{\max} \sim V_0^{3/2} \left(\frac{d_0}{L} \right)^2. \quad (23)$$

С учетом же соотношения (11) и (14) его можно представить в виде

$$i_{\max} \sim V_0^{3/2} \xi_1^2 M_1^2 F. \quad (24)$$

Отсюда следует, что с ростом частоты максимальный ток спадает. С другой стороны, согласно соотношениям (17—20), пусковой ток с ростом частоты не только не уменьшается, но может даже возрастать, как $Y_0(\omega)$ (если $F(\omega)$ убывает).

Граничная длина волны (т. е. та максимальная частота, на которой еще возможна работа прибора) как раз и будет определяться условием равенства пускового тока и максимально допустимого из соображений теплоотвода (либо по причине слишком сильной разгруппировки под влиянием пространственного заряда). Из приведенных соображений следует, что у пролетных клистронов максимально допустимый и пусковой токи в десятки раз больше, чем соответствующие величины у отражательных клистронов. Поэтому генерирующая мощность у первых вблизи граничной длины волны должна быть на два порядка больше мощности отражательного клистрона на той же частоте ($P_n \sim i_0^2$, как следует из выражений (13), (15) и (22)). Граничная длина волны отражательного клистрона будет определяться лишь возможностью использования достаточно сильно неоднородных полей отражателя (возможностью увеличения F). При этом мощность прибора уменьшается. Основным средством повышения генерируемой мощности может быть или повышение рабочего тока (например, [22] — использованием многократных отражений), или уменьшение проводимости резонансного контура и использование коротко замкнутого участка линии с распределенными параметрами [2], состоящими из низкодобротных резонаторов.

Заметим еще, что режим работы клистрона приобретает при приближении к граничной длине волны ряд особенностей. Убедиться в этом можно, воспользовавшись следующими соображениями. Согласно соотношениям (17—20) и (24), при приближении к граничной частоте разность $i_{\max} - i_{\min}$ уменьшается. При этом в генерирующем приборе она должна оставаться положительной, т. е. все параметры клистрона (i_0 , V_0 , φ_0 и другие) должны выбираться так, чтобы сохранилось условие $i_{\max} > i_{\min}$. Поскольку же допустимый разброс значений этих величин определяется величиной $i_{\max} - i_{\min}$, то при приближении к граничной частоте возрастает и требование к допустимому разбросу внешних параметров прибора — клистрон становится весьма критичным к выбору характерных параметров. Отсюда также ясно, что при приближении к граничной

* Обеспечить $k \sim 1$ увеличением отверстий в резонаторах нецелесообразно, так как при этом резко спадает коэффициент взаимодействия и могут сильно изменяться резонансные свойства системы, [23].

частоте все труднее осуществлять электронную перестройку частот, так как это потребовало бы уменьшения $\cos \delta$ — см. соотношение (12), что привело бы к увеличению пускового тока в $1/\cos \delta$ раз. Последнее еще больше усиливает критичность клистрона и при достаточно малых $\cos \delta$ может нарушить требование $i_{\max} - i_{\min} > 0$, т. е. сделает невозможной генерацию.

Указанные соображения о возможности повышения рабочего тока при заданном $i_{\text{пуск}}$ используются уже в различных модификациях прямо-пролетного клистрона [1]. Однако, как известно, еще не использована возможность понижения пускового тока применением неоднородных полей дрейфа подобных тем, которые создаются выбором формы отражателя в отражательном клистроне. Эта возможность детально будет обсуждена в следующей статье.

Из приведенного анализа можно заключить, что при приближении к граничной длине волны режим работы клистрона становится весьма чувствительным к слабому изменению внешних параметров и теряет свойство безынерционно перестраиваться по частоте. Использование эффективно группирующих полей дрейфа с $\frac{F}{G} > 1$ в клистронах способно уменьшить граничную длину волны, что дает возможность работать прибору на частотах, на которых он раньше работать не мог. В работающих приборах это позволит увеличить ширину полосы электронной перестройки частоты и сделает клистрон менее критичным к выбору основных параметров.

Все эти возможности можно реализовать не только в «классических» клистронах, но и во всех клистроноподобных приборах, использующих для группировки пространство дрейфа. Соответствующий анализ легко может быть проведен на основе приведенных соотношений и соображений.

Все это применимо и к клистроном, работающим в импульсном режиме. Для этого случая в приведенных соотношениях необходимо лишь увеличить значение максимально допустимого тока в соответствующее число раз. Последнее число, как известно, легко можно выразить через ширину импульса и глубину скважности тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Победоносцев. Электронная техника. «Электроника СВЧ» № 9, 43, (1966).
2. D. S. Foster. Proc. IEEE, 54, (№ 4), 352 (1966).
3. K. Fujisava. «Зарубежная радиоэлектроника», № 4, 77, (1961).
4. W. J. Pohl. «Зарубежная радиоэлектроника», № 5, 77, (1966).
5. R. E. Edwards, Smith Burton, H. Electr. Design, 13 (№ 20), 22 (1965).
6. B. V. van Iperen, W. Kuypers. Philips Techn. Rev., 26 (№ 3), 61, (1965).
7. Справочные материалы. «Информация по зарубежной электронной технике», 1966, № 8—9.
8. T. M. Jackson, A. D. Brisbane, E. A. Ash, «Зарубежная радиоэлектроника», № 6, 114, (1965).
9. С. Д. Гвоздовер. Теория электронных приборов СВЧ. ГИТТЛ, 1956.
10. J. R. Pierce, W. G. Shephard, Bell. Syst. Techn. Journ., 26 (№ 3), 460, (1947).
11. Д. М. Петров. Об электронике отражательного клистрона. Автореф. канд. дисс., Москва, 1957.
12. А. Д. Галяс. Учет пространственного заряда. Автореф. дисс., Ленинград, 1956.
13. В. Я. Савельев. ЖЭТФ, 10, (№ 10), 1365, (1940).
14. K. H. Kupferschmidt. Archiv der Electricisch. Ubertragung, Bd. 14, H. 11, 478 (1960).
15. Климатроны. Изд-во «Советское радио», 1952.
16. W. E. Waters. IRE Trans. on Electron Dev., 49, 19 (1947).

-
17. B. V. van Iperen, H. J. Nunnink, Philips Res. Repts., 20, 432, 1965.
 18. А. А. Негирев, М. Б. Голант. Техн. отчет НИИ МРТП СССР, 1963.
 19. J. R. Pierce. Electronics, 24 (№ 1), 66, (1961).
 20. Н. С. Зинченко. Курс лекций по электронной оптике. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961.
 21. Труды ВКАС им. С. М. Буденного, 81, 1949.
 22. Д. М. Петров, А. П. Пителин. 22-научная сессия, посвященная Дню радио. Секция электроники., М., 1966.
 23. Л. А. Поспелов. См. статью настоящего сборника.