

К ВОПРОСУ О ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ В КЛИСТРОНЕ

В. П. ПАНОВ

Клистроны в настоящее время получили широкое распространение в качестве маломощных генераторов сверхвысоких частот. Однако с помощью клистронов могут быть получены и большие мощности. Для этой цели следует применять так называемые прямопролетные клистроны, так как они обладают более высоким к.п.д., чем отражательные. Поскольку получение больших мощностей требует применения и больших плотностей тока, то представляет интерес вопрос о влиянии пространственного заряда, создаваемого электронами, на процессы в клистроне.

Основным процессом в клистроне является процесс группирования, заключающийся в образовании из равномерного электронного потока сгущений (групп) электронов вследствие получения электронами во входном резонаторе различных скоростей. На основе предположений об одномерности задачи, малой амплитуды переменного напряжения во входном резонаторе и малой скорости электронов по сравнению со скоростью света были разработаны две теории группирования. В так называемой кинематической теории влияние пространственного заряда не учитывается [1; 2; 3]. В другой теории; [2; 3; 4] произведен учет влияния пространственного заряда на группирование. Обе теории строятся аналогичными по форме, и формулы этих теорий отличаются лишь выражением для входящего в формулы параметра группировки, определяющего степень сгущения электронных зарядов. По кинематической теории параметр группировки определяется следующим образом:

$$r_k = v_1 \zeta, \quad (1)$$

где

v_1 — коэффициент скоростной модуляции, $\zeta = \frac{\omega x}{v_0}$ — угол пролета в пролетном пространстве, x — расстояние в пролетном пространстве до рассматриваемой точки, v_0 — постоянная скорость электронов, ω — частота.

По теории, учитывающей влияние пространственного заряда, параметр группировки имеет следующее выражение [4]

$$r = \frac{v_1}{a} \sin a \zeta = v_1 \zeta \frac{\sin a \zeta}{a \zeta}, \quad (2)$$

где

$$a = 0,0975 \lambda \sqrt{\frac{i_0}{U_0}}, \quad \lambda — \text{длина волны, } i_0 — \text{плотность тока, } U_0 — \text{постоянное ускоряющее напряжение.}$$

Нетрудно видеть, что при $a \zeta \rightarrow 0$ $r \rightarrow r_k$, т. е. влиянием пространственного заряда можно пренебрегать. В соответствии со сказанным принято различать два случая: 1) когда влиянием пространственного заряда можно пре-

небрегать, 2) когда это влияние необходимо учитывать. Однако приводимый ниже анализ показывает, что правильнее различать не два, а три случая влияния пространственного заряда.

Обозначим входящую в формулу (2) величину $\frac{v_1}{a}$ через

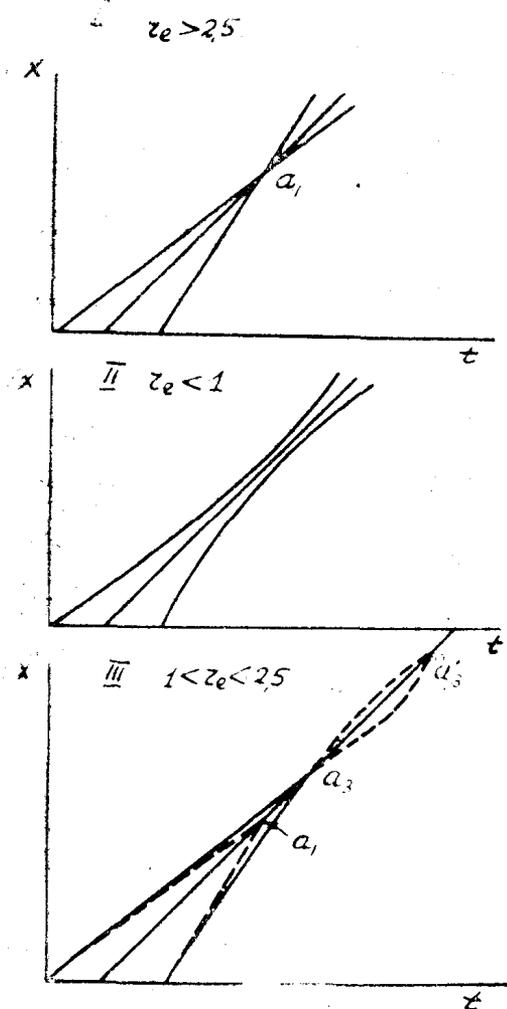
$$r_e = \frac{v_1}{0,0975 \lambda \sqrt{\frac{i_0}{U_0}}} \quad (3)$$

Эту величину удобно принять за параметр, определяющий влияние пространственного заряда на группирование. Из выражения (3) видно, что влияние пространственного заряда будет сказываться тем сильнее, чем меньше величина r_e .

В зависимости от численного значения r_e могут иметь место три различные картины группирования, и в соответствии с этим можно различать три случая влияния пространственного заряда.

I случай: $r_e \gg 1$ ¹⁾. Влияние пространственного заряда будет пренебрежимо мало. Картина группирования может быть представлена известной диаграммой, изображенной на фиг. 1, I. На этой фигуре нанесены графики движения для трех электронов, получивших различные скорости во входном резонаторе, причем по оси абсцисс откладывается время t , а по оси ординат — расстояние x . Отметим, что в этом случае графики движения электронов будут прямыми линиями, что означает неизменность скорости электронов в пролетном пространстве.

Обратим далее внимание на одну особенность движения электронов в пролетном пространстве. Вначале (до точки a_1) движение электронов в пролетном пространстве будет однородным, т. е. в данном поперечном сечении в определенный момент времени будут находиться электроны, имеющие одинаковую скорость. После точки a_1 электроны будут перегонять друг друга, при этом движение электронов становится неоднородным, т. е. в одном поперечном сечении и в один и тот же момент времени будут находиться электроны, вышедшие



Фиг. 1

в различные моменты времени t_1 из входного резонатора и, следовательно, имеющие различные скорости. В связи с этим функция $t_1 = \varphi(t)$ становится многозначной при неоднородном движении электронов. Как известно, время t прибытия электронов в рассматриваемую точку и время t_1 выхода электронов из входного резонатора связаны следующей зависимостью [1, формула 282]:

$$t = t_1 + \frac{x}{v_0} - \frac{r}{\omega} \sin \omega t_1.$$

¹⁾ Более точная граница для этого случая устанавливается в дальнейшем.

Дифференцируя по t_1 , будем иметь:

$$-\frac{dt}{dt_1} = 1 - r \cos \omega t_1.$$

Отсюда видно, что $t = \varphi_1(t_1)$ является монотонной при $r < 1$, при $r > 1$ функция $t = \varphi_1(t_1)$ перестает быть монотонной, так как производная может менять знак. При $r > 1$ обратная функция $t_1 = \varphi(t)$ становится многозначной; следовательно, перегон наступает при $r > 1$.

II случай: $r_e < 1$. Так как при этом параметр группировки r остается всегда меньше единицы, то в этом случае перегон не может наступить, как бы мы ни увеличивали длину пролетного пространства x . Это объясняется очень сильным влиянием пространственного заряда. На преодоление сил электростатического расталкивания будет расходоваться кинетическая энергия переменных скоростей электронов. Абсолютная величина переменных скоростей будет постепенно уменьшаться, и в некотором поперечном сечении электроны будут иметь одинаковые скорости. Дальнейшее сгущение и перегон будут невозможны, так как исчезает их причина—переменные скорости. В этом сечении кинетическая энергия переменных скоростей переходит в потенциальную энергию сил электростатического расталкивания. При дальнейшем движении электронов под действием сил расталкивания будут сообщаться переменные скорости (причем ускоренные во входном резонаторе электроны становятся замедленными и, наоборот, замедленные—ускоренными). При этом потенциальная энергия сил расталкивания будет переходить снова в кинетическую энергию переменных скоростей. В соответствии со сказанным на фиг. 1, II представлены графики движения электронов в виде непересекающихся кривых линий.

III случай: $r_e > 1$. При значениях r_e не очень больших по сравнению с единицей влияние пространственного заряда будет значительным; однако картина группирования будет качественно отличаться от представленной на фиг. 1, II, так как будет иметь место перегон электронов. Картина группирования для этого случая изображена на фиг. 1, III; здесь же для сравнения штриховыми линиями нанесены графики движения электронов, когда влияние пространственного заряда отсутствует.

Как видно из этой фигуры, случай III отличается от случая I тем, что перегон (точка a_3) наступает несколько дальше от входного резонатора. При увеличении r_e точка перегона a_3 приближается к точке перегона a_1 (при отсутствии влияния пространственного заряда).

Влияние пространственного заряда можно считать незначительным, если угол пролета, при котором происходит перегон ζ , рассчитанный с учетом пространственного заряда, будет превышать не более, чем на 3% угол пролета ζ_k , при котором происходит перегон в случае полного отсутствия влияния пространственного заряда (т. е. ζ_k определяется по кинематической теории). Когда пространственный заряд учитывается, перегон произойдет при

$$r = v_1 \zeta \frac{\sin a \zeta}{a \zeta} = 1.$$

В случае отсутствия влияния пространственного заряда перегон наступает при

$$r_k = v_1 \zeta_k = 1.$$

Полагаем $\zeta = 1,03 \zeta_k$, тогда

$$v_1 \zeta = 1,03 v_1 \zeta_k = 1,03. \quad (4)$$

При этом

$$\frac{\sin a \zeta}{a \zeta} = \frac{r}{v_1 \zeta} = \frac{1}{1,03} = 0,971,$$

откуда

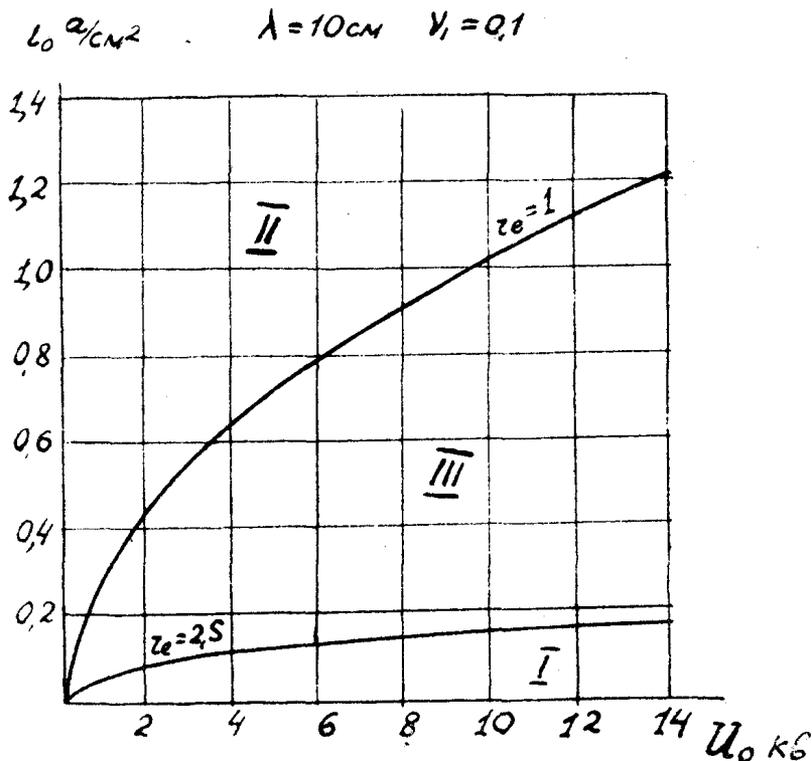
$$a \zeta = 0,42. \quad (5)$$

Разделив (4) на (5), получим:

$$r_e = \frac{\nu_1}{a} = 2,45 \approx 2,5.$$

Полученное значение $r_e = 2,5$ мы условно примем за граничное между областями I и III.

На фиг. 2 в координатной системе $i_0 - U_0$ нанесены кривые $r_e = 1$ и $r_e = 2,5$, причем принято $\lambda = 10$ см и $\nu_1 = 0,1$. Эти кривые разбивают всю совокупность значений на три области, соответствующие рассмотренным



Фиг. 2

выше трем случаям влияния пространственного заряда. Эти области обозначены соответствующими римскими цифрами.

Кривая $r_e = 1$ на фиг. 2 определяет минимальную плотность тока, при которой перегон не имеет места. Эту плотность тока мы назовем критической. Критическая плотность тока может быть определена по следующей формуле

$$i_{окр} = \frac{\nu_1^2 \sqrt{U_0}}{0,0095 \lambda^2}. \quad (6)$$

Естественно, что для расчетов в области I можно применять кинематическую теорию, в то время как для расчетов в областях II и III требуется применение теории, учитывающей пространственный заряд.

Применение теории, учитывающей пространственный заряд, к области III для движения электронов после перегона приводит к весьма неожиданным результатам. По кинематической теории после перегона, как известно [5], образуются два пика тока, которые при увеличении x расходятся в разные стороны. Казалось бы, что влияние пространственного заряда должно привести к более быстрому расхождению пиков тока после перегона из-за сил взаимного расталкивания. Но теория приводит как раз к

противоположному результату. При увеличении x параметр группировки $r = \frac{v_1}{a} \sin a \zeta$ будет вначале увеличиваться, пока $a \zeta$ не достигнет $\frac{\pi}{2}$, а затем будет уменьшаться. Поэтому образующиеся при $r > 1$ два пика тока будут вначале расходиться, а затем при уменьшении r снова сходиться в один пик¹⁾. Построение графиков движения электронов приводит к подобному же результату: вслед за пересечением электронов в точке a_3 (фиг. I, III) согласно теории должно наблюдаться второе пересечение в точке a'_3 . Тогда становится непонятным, какие силы заставляют электроны сближаться друг с другом и снова перегонять друг друга. Очевидно, что такой характер движения нельзя объяснить влиянием электронов, принадлежащих к соседним периодам, так как при значениях r_e , лишь не намного превосходящих единицу, электроны будут расходиться после точки перегона на весьма небольшие расстояния. В связи с этим можно сомневаться в правильности полученного из теории результата.

Несоответствие полученного результата с физическими представлениями объясняется, вероятно, тем, что мы не вправе были применять анализируемую здесь теорию, учитывающую пространственный заряд, к неоднородному движению электронов (надо отметить, что во многих работах такое применение встречается). Дело заключается в том, что существующие в настоящее время различные выводы формулы (2) обычно исходят из уравнений сохранения заряда (7) и полного тока (8):

$$I_0 \Delta t_1 = I \Delta t, \quad (7a)$$

$$j = \rho v + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}, \quad (8a)$$

где I — ток, через некоторое поперечное сечение в пролетном пространстве, Δt — промежуток времени, за который проходит через выбранное сечение некоторый пространственный заряд, I_0 — ток в начале пролетного пространства, Δt_1 — промежуток времени, в течение которого через начало пролетного пространства проходят электроны, составляющие рассматриваемый заряд, $\varepsilon_0 \frac{dE}{dt}$ — плотность тока смещения, ρv — плотность электронного тока, j — плотность полного тока.

Однако приведенная форма уравнений (7a) и (8a) справедлива только для однородного движения электронов. При неоднородном движении эти уравнения должны быть записаны в следующем виде:

$$I_0 \Sigma \Delta t_i = I \Delta t, \quad (7b)$$

$$j = \Sigma \rho_i v_i + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}, \quad (8b)$$

где Δt_i — уже один из промежутков времени, в течение которых через начало пролетного пространства проходят электроны, составляющие рассматриваемый пространственный заряд, а суммирование производится по всем таким промежуткам; ρ_i — плотность пространственного заряда, составленного электронами со скоростью v_i .

¹⁾ Условия возникновения пиков тока $\frac{dt}{dt_1} = 0$, так как при этом согласно уравнению (7) ток в пролетном пространстве $I = \infty$.

Так как формула (2) получена исходя из уравнений (7а) и (8а), справедливых только для однородного движения электронов, то распространение этой формулы на неоднородное движение электронов является необоснованным. Таким образом, можно сказать, что теория, учитывающая пространственный заряд не разработана для случая неоднородного движения.

Неразработанность теории приводит к тому, что пока еще нет основы для расчета клистронов, работающих в области III после перегона. Нельзя также решить вопрос и о максимальном в этом случае электронном к. п. д., $\eta_{e\max} = I_1(r_e)$, где I_1 — функция Бесселя первого порядка. Формальное применение теории, учитывающей пространственный заряд, дает, что при $1 < r_e < 1,84$ $\eta_{e\max} < 0,58$. Если же предполагать, что абсолютные значения переменных скоростей не будут уменьшаться после перегона (или, что то же самое, пики не будут снова сходиться), то можно ожидать при значениях r_e , близких к единице, $\eta_{e\max} = 0,58$.

Мы уже отмечали, что в области II происходят взаимные переходы друг в друга кинетической энергии и потенциальной энергии сил электростатического расталкивания. При этом наблюдаются также колебания скорости и плотности электронов. В области III только некоторая часть кинетической энергии переменных скоростей переходит в потенциальную энергию, а в области I этой частью энергии можно пренебречь¹⁾. Поэтому область II можно назвать областью колебаний в электронном потоке [4].

Выводы

1. Влияние пространственного заряда на группирование можно характеризовать параметром r_e (3).

2. При $r_e < 1$ перегон электронов невозможен. Минимальную плотность тока, при которой отсутствует перегон, предлагается назвать критической (6).

3. Можно различать три случая влияния пространственного заряда:

1) $r_e > 2,5$ (незначительное),

2) $r_e < 1$ (очень сильное, вследствие чего отсутствует перегон),

3) $1 < r_e < 2,5$ (значительное, но перегон может быть).

4. Теория, учитывающая влияние пространственного заряда, становится необоснованной для области III при неоднородном движении электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов В. Ф. Электровакуумные приборы, Связьиздат, 1949.
2. Савельев В. Я. ЖТФ, т. 10, стр. 1365, 1940.
3. Hamilton D. R., Knipp J. K. and Kuper J. V. H. Klystrons and microwave triodes, Newyork Mc Graw Hill Book Co, 1948.
4. Кацман Ю. А. Уравнения колебаний однородных электронных потоков, ЖТФ т. XXII, в. 9, 1952.
5. Справочник по радиотехнике под ред. Смиренина, Госэнергоиздат, стр. 418, 1950.

¹⁾ С этой точки зрения режимы работы в области I и частично в области III можно рассматривать как режимы, в которых кинетическая энергия переменных скоростей остается неиспользованной до конца.