

УДК 621.585.62.01

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДЛИТЕЛЬНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ. III

Д. М. Ваврив, О. А. Третьяков

Аналитически и численно исследован режим усиления без условия ограничения сверху уровня группировки пучка входным сигналом. Определены значения коэффициента усиления, КПД и амплитуды колебания на выходе усилителя в зависимости от типа применяемого группирователя электронного пучка. Установлена связь между предельно достижимой величиной КПД и физическими параметрами усилителей. Показана их перспективность для практических применений

1. Постановка задачи. В данной работе самосогласованная теория усилителя с распределенным взаимодействием *O*-типа развивается на основе полученных в первой части работы [1]* уравнений возбуждения (8') для амплитуды F и фазы γ макроскопического электромагнитного колебания в выходном каскаде усилителя. Они решаются совместно с уравнением движения в форме (9'a) для электронов пучка при начальных условиях общего вида на входе в усилительный каскад ($\xi=0$)

$$\theta = X \cos \varphi_0, \quad d\theta/d\xi = X_1 \cos(\varphi_0 + \varphi_m), \quad (1)$$

где X — параметр модуляции пучка по плотности, $X_1 = M\Phi_0$ — параметр модуляции электронов по скорости, φ_m — сдвиг по фазе между модуляциями пучка по плотности и по скорости, φ_0 — начальная фаза влета электрона.

Начальные условия (1), в отличие от (9'б), не содержат ограничения сверху на уровень предварительной модуляции пучка внешним сигналом. Поэтому полученное ниже решение можно использовать для определения области применимости по этому критерию результатов теории усиления сигналов [1], исходящей из начального условия в форме (9'б). Кроме того, постановка задачи с начальным условием (1) позволяет построить теорию усилителей мощности, которая до сих пор не рассматривалась. Параметры модуляции X , X_1 являются обобщенными характеристиками входного каскада усилителя-группирователя электронов пучка. Связи между X , X_1 и его физическими характеристиками определены ранее в рамках самосогласованной теории резонансного группирователя с распределенным взаимодействием *O*-типа [2]. Результаты этой работы мы будем использовать далее по мере необходимости.

2. Аналитическое решение. Основные свойства усилителя выявляются в рамках приближенной аналитической теории, для построения которой необходимо ввести допущение, что нелинейность отклонений электронов по фазе относительно синхронной волны пренебрежимо мала. Тогда уравнение движения (9'a) линеаризуется по F и решается при начальных условиях (1) в явном виде. После подстановки его в уравнения возбуждения (8') приходим к совместной системе нелиней-

* Здесь используются без изменений введенные в первой части работы [1] обозначения физических величин и параметров. Далее в тексте ссылки на номера формул первой части [1] отмечаются штрихом.

ных дифференциальных уравнений для амплитуды F и фазы γ как функций «медленного» времени:

$$\frac{dF}{d\tau} = F[\alpha - Y \sin 2(\gamma + \sigma)] - GR \sin(\gamma + \mu); \quad (2a)$$

$$F \frac{d\gamma}{d\tau} = F[\delta - Y \cos 2(\gamma + \sigma)] - GR \cos(\gamma + \mu), \quad (2б)$$

где

$$Y = G\Phi_0 \sqrt{D_1^2 + D_2^2}, \quad R = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}, \quad \text{tg } \mu = R_1/R_2,$$

$$\alpha = G\Phi_0\Psi_1 - 1, \quad \delta = \delta_r - G\Phi_0\Psi_2, \quad \text{tg } 2\sigma = D_1/D_2,$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{array} \right\} = -\frac{1}{32\pi} \int_0^1 d\xi f(\xi) \int_0^\xi d\xi' f(\xi') (\xi - \xi') \int_0^{2\pi} d\varphi_0 \left\{ \begin{array}{l} \sin \\ \cos \end{array} \right\} [\tilde{\Phi}_s(\xi - \xi')],$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 \\ D_2 \end{array} \right\} = \frac{1}{32\pi} \int_0^1 d\xi f(\xi) \int_0^\xi d\xi' f(\xi') (\xi - \xi') \int_0^{2\pi} d\varphi_0 \left\{ \begin{array}{l} \sin \\ \cos \end{array} \right\} [2\Phi + \tilde{\Phi}_s(\xi + \xi')],$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 \\ R_2 \end{array} \right\} = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 d\xi f(\xi) \int_0^{2\pi} d\varphi_0 \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ -\sin \end{array} \right\} (\Phi + \tilde{\Phi}_s \xi),$$

$$\tilde{\Phi}_s = \Phi_s + X_1 \cos(\varphi_0 + \varphi_m), \quad \Phi = \varphi_0 + X \cos \varphi_0.$$

Таким образом, при произвольной модуляции пучка (1) также удалось выделить в явном виде зависимость от фазы γ в нелинейных уравнениях (2), что существенно облегчает их решение. В частности, для режима синхронных стационарных колебаний ($dF/d\tau=0$; $d\gamma/d\tau=0$) решение уравнений (2) можно выписать в аналитической форме:

$$F^2 = G^2 R \{ \alpha^2 + \delta^2 + Y^2 - 2Y[\alpha \sin 2(\Gamma + \sigma) + \delta \cos 2(\Gamma + \sigma)] \}^{-1}; \quad (3a)$$

$$\text{tg}(\Gamma + \mu) = [\alpha - Y \sin 2(\sigma - \mu)] [\delta + Y \cos 2(\sigma - \mu)]^{-1}. \quad (3б)$$

Оно является устойчивым при условии

$$\text{Re}(\alpha \pm \sqrt{Y^2 - \delta^2}) < 0. \quad (4)$$

Следовательно, при рассмотрении на фазовой плоскости (F, γ) динамической системы, соответствующей (2), устойчивым стационарным ее состояниям (3) могут соответствовать особые точки двух типов: либо узел — при условии $Y^2 \geq \delta^2$, либо фокус — при $Y^2 < \delta^2$. Напомним [1], что при слабой модуляции пучка ($X, X_1 \ll 1$) аналогичному стационарному состоянию всегда соответствовала одна особая точка — типа фокус, а условие устойчивости сводилось к простому неравенству $I_0 < I_{\text{пучк}}$. В данном случае при произвольных значениях параметров группировки область устойчивости динамической системы оказывается зависящей от мощности входного сигнала, расстройки частоты δ_r , значений тока пучка I_0 , $I_{\text{пучк}}$ и других физических параметров.

Рассмотрим случай, когда электронный пучок модулируется на входе только по плотности, что соответствует $X \neq 0$, $X_1 = 0$ в условиях (1). Такой режим можно обеспечить, например, с помощью модулятора клистронного типа, смещенного вдоль пучка от входа в усилительный каскад на соответствующее расстояние*. Все коэффициенты, определяющие правые части решения (3), вычисляются в явном виде.

* Предельный случай, когда клистронный модулятор расположен непосредственно на входе в усилительную секцию, соответствует режиму модуляции по скорости ($X=0$, $X_1=M\Phi_0$) и уже рассматривался ранее [1].

Например, для однородного распределения поля вдоль пространства взаимодействия, что соответствует $f(\xi) = 1$, получаем

$$\begin{Bmatrix} D_1 \\ D_2 \end{Bmatrix} = -\frac{1}{16} J_2(2X) [(\Phi_s - \sin \Phi_s)/\Phi_s^3] \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} \Phi_s,$$

$$\begin{Bmatrix} R_1 \\ R_2 \end{Bmatrix} = -\frac{1}{2} J_1(X) \beta(\Phi_s) \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (\Phi_s/2),$$

где $J_n(X)$ — функция Бесселя, $\beta(\Phi_s) = \sin(\Phi_s/2)/(\Phi_s/2)$. Прямые формулы для функций Ψ_1 и Ψ_2 совпадают с вычисленными в работе [1], поскольку они не зависят от параметра группировки. Если отношение $I_0^2/I_{\text{пуск}}^2 \ll 1$, то выражение (3а) упрощается:

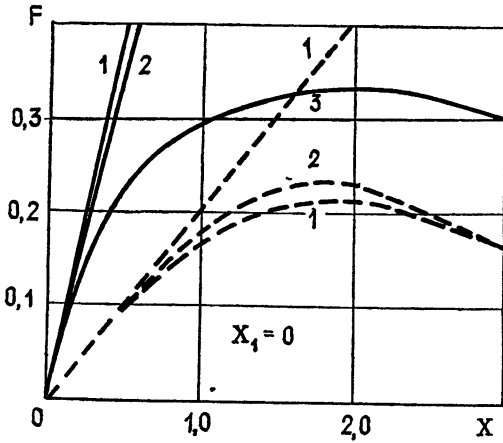
$$F^2 = \frac{0,25 G^2 \beta^2(\Phi_s) J_1^2(X)}{(1 - I_0/I_{\text{пуск}})^2 + [(\omega - \omega_0)2Q/\omega_r]^2} \quad (5)$$

где $\omega_0 = \omega_r [1 + G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s)/2Q]$ — частота автоколебаний в «горячем» резонаторе. Формулой (5) можно пользоваться и в случае открытого резонатора с гауссовым распределением поля вдоль пространства взаимодействия — при этом $\beta(\Phi_s) = \sqrt{2\pi} \omega \exp(-\Phi_s^2 \omega^2/2)$.

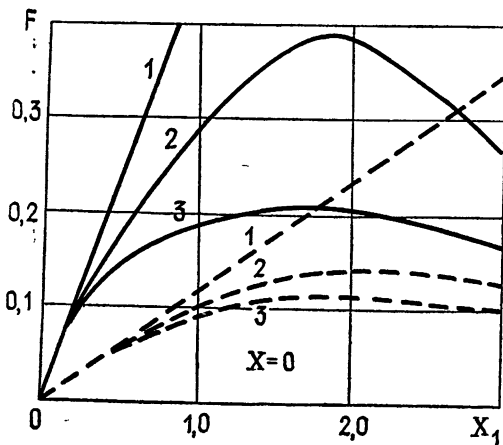
Из формулы (5) следует, что зависимость выходной мощности от уровня группировки пучка в усилителях с распределенным взаимодействием О-типа точно такая же, как и в клистродах — она определяется функцией $J_1^2(X)$. С другой стороны, условие $I_0^2/I_{\text{пуск}}^2 \ll 1$, при котором получена формула (5), позволяет оценить область применимости аналогичного результата в теории клистронов. Физически оно соответствует слабой регенеративности нелинейной колебательной системы.

На практике формулой (5) можно пользоваться вплоть до значений $I_0/I_{\text{пуск.мин}} \approx 0,5$. Это следует из сопоставления результатов вычислений по формуле (5) и результатов решения на ЭВМ исходной системы уравнений (8'). Сопоставление результатов расчетов по формуле (3а) с решением системы уравнений (8') численными методами показывает, что в таких же пределах можно пользоваться аналитическим решением (3) для произвольных значений параметров модуляции X и X_1 .

Для иллюстрации на рис. 1 приведены примеры расчетов для случая $f(\xi) = 1$, $\Phi_0 = 100$, $\Phi_s = -\pi$, $I_0/I_{\text{пуск.мин}} = 0,5$ (пунктир), 0,8 (сплош-



а)



б)

Рис. 1.

ные линии). На рис. 1а кривые 1 соответствуют результатам линейной (по параметру X) теории, 2 — результатам вычисления по формуле (5), 3 — точному решению исходной системы уравнений в постановке задачи. На рис. 1б кривые 1 соответствуют линейной по X_1 теории, 2 — вычислениям по формуле (3а), 3 — точному решению. При значениях тока пучка $I_0 \sim I_{\text{пуск}}$ нельзя пренебрегать нелинейностью смещения электронов в поле синхронной волны — она приводит к режиму насыщения амплитуды поля в усилителе. В этом случае для расчетов его характеристик следует пользоваться исходной системой нелинейных уравнений. Необходимо заметить, однако, что качественную зависимость величины F и КПД от уровня входного сигнала достаточно хорошо отражают аналитические решения (3), (5) и в этом случае. При малых значениях параметров группировки X и X_1 (что соответствует режиму максимальных коэффициентов усиления) эти аналитические решения дают вполне удовлетворительные численные результаты вплоть до $I_0 \sim I_{\text{пуск}}$. Условия применимости результатов линейной (по амплитуде F) теории при изменении величины тока пучка были установлены во второй части работы [1].

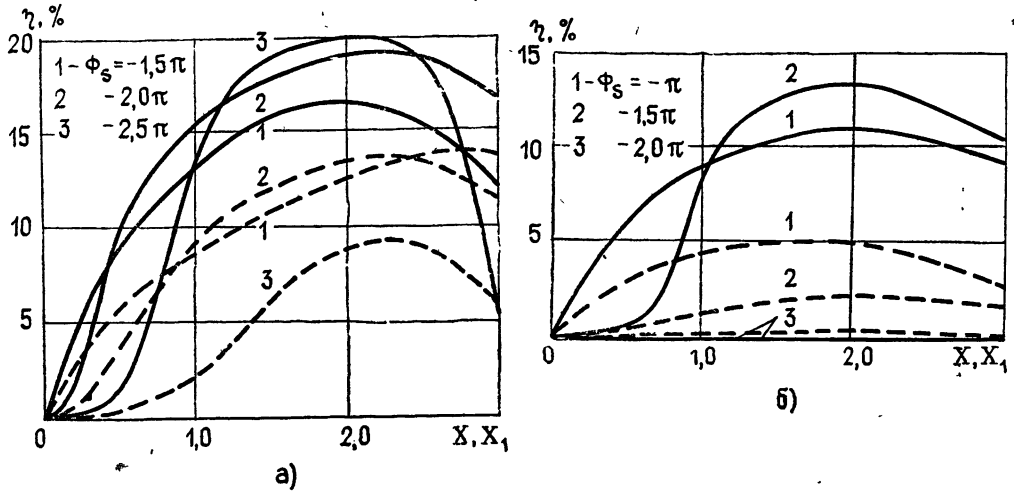


Рис. 2.

3. Влияние типа модуляции на характеристики усилителя. Для изучения типа и уровня предварительной модуляции пучка входным сигналом на характеристики усилителя численно решалась исходная система уравнений возбуждения (8') и уравнения движения (9'a) при начальном условии (1). Рассматривались ситуации, когда пучок на входе модулируется только по плотности $X_1=0$, только по скорости $X=0$ и общий случай $X \neq 0$, $X_1 \neq 0$. При $X_1 \neq 0$ в пространстве взаимодействия выходного каскада одновременно происходит инерционная и силовая группировки электронов пучка. Типичные зависимости электронного КПД $\eta = F^2/G$ от параметров модуляции показаны на рис. 2. Расчеты проводились для случаев, когда выходной каскад выполнен в виде открытого резонатора с гауссовым распределением поля (рис. 2а) и объемного резонатора с однородным распределением поля (рис. 2б) вдоль пространства взаимодействия (сплошные линии — начальная модуляция по плотности, пунктир — модуляция по скорости). Зависимости построены для различных фиксированных значений параметра рассинхронизма Φ_s , представляющего ускоряющее напряжение пучка, и значении рабочего тока пучка $I_0/I_{\text{пуск, мин}} = 0,9$.

Как и следовало ожидать, наибольшие значения КПД достигаются при предварительной модуляции пучка по плотности. В случае однородного распределения поля максимальные значения КПД при модуляции только по плотности и только по скорости отличаются в несколь-

ко раз. Это еще раз подтверждает известный в электронике факт, что для достижения максимальных значений КПД процессы инерционной группировки электронов и отбора энергии от пучка полем должны быть разделены. В открытых резонаторах такое разделение в определенной мере осуществляется за счет структуры поля в пространстве взаимодействия. Там предварительно смодулированный электронный пучок сначала движется в слабом экспоненциально нарастающем поле, где и возникает, в основном, инерционная группировка электронов. В центре резонатора происходит захват сформировавшегося сгустка синхронной волной и последующее его торможение. В силу этого механизма взаимодействия пучка с полем различие между максимальными значениями КПД при различных типах предварительной модуляции не столь значительно (см. рис. 2а). Как показывают вычисления, максимумы КПД при этих двух типах модуляции отличаются примерно в полтора раза, если размер пятна поля в резонаторе не превосходит половины длины пространства взаимодействия. В ряде случаев преимущества таких усилителей в плане уменьшения их габаритов за счет применения бездрейфовой конструкции клистронных группирователей можно считать компенсацией за уменьшение КПД.

По формуле (5) можно определить оптимальное для КПД значение параметра группировки по плотности $X^0 = 1,84$, которое не зависит от рассинхронизма Φ_s , отношения $I_0/I_{\text{пуск}}$, типа возбуждаемого колебания (функции $f(\xi)$) и других параметров усилителя. Вычисления для существенно нелинейного режима усиления, когда $I_0 \sim I_{\text{пуск}}$, показывают, что и здесь X^0 слабо зависит от этих параметров, хотя необходимо отметить определенное увеличение X^0 при приближении I_0 к $I_{\text{пуск}}$, когда X^0 находится в области значений 2—2,2.

При модуляции пучка только по скорости также имеется оптимальное значение параметра группировки X_1^0 , однако оно существенно зависит от параметров резонатора выходного каскада даже при малых значениях $I_0/I_{\text{пуск мин}}$. В этом случае не удастся получить аналогичную (5) приближенную формулу, поскольку не разделяется аналитически зависимость амплитуды колебаний от параметра X_1 и от характеристик резонатора. При оптимальном значении параметра рассинхронизма в усилителях с открытым резонатором значение X_1^0 примерно вдвое больше, чем при использовании объемного резонатора с однородным распределением поля. Это связано с обсуждавшейся выше особенностью взаимодействия пучка с полем открытого резонатора, где оптимальная инерционная группировка электронов должна достигаться на начальном участке, примерно равном половине пространства взаимодействия.

В диапазоне миллиметровых длин волн представляется целесообразным использовать группирователи с распределенным взаимодействием. Требуемые уровни группировки пучка по плотности могут достигаться и без наличия пространства дрейфа между входным и выходным каскадами [2], в отличие от модулятора клистронного типа. Поскольку они характеризуются также достаточно высоким уровнем скоростной модуляции, то возникает вопрос — не приведет ли это к заметному снижению КПД по сравнению с «идеальным случаем» группировки пучка только по плотности. Для ответа на него было проведено исследование численным методом. В качестве группирователя была взята описанная в работе [2] модель со следующими параметрами: $\Phi_0 = 100$, $\Phi_s = -1,2\pi$, $\omega = 0,25$, $I_0/I_{\text{пуск}} = 0,8$. В выходном каскаде усилителя использован открытый резонатор с теми же параметрами $\Phi_0 = 100$, $\omega = 0,25$. Начальные условия (1) рассчитываются по результатам работы [2] и имеют вид

$$\theta = 70,8\sqrt{P_{\text{вх}}/P_0} \cos \varphi_0, \quad d\theta/d\xi = 141,6\sqrt{P_{\text{вх}}/P_0} \cos(\varphi_0 - 0,2314),$$

где $P_0 = I_0 U_0$ — мощность пучка. Результаты решения системы уравнений (8'), (9'a) при этом начальном условии и оптимальном для дости-

жения максимума КПД значения Φ_s показаны на рис. 3 (сплошные линии — КПД, пунктир — коэффициент усиления).

Поскольку величина тока пучка I_0 полагалась фиксированной, то полученные зависимости при различных значениях $I_0/I_{\text{пуск.мин}}$ иллюстрируют влияние добротности выходного резонатора на характеристики усилителя ($I_{\text{пуск.мин}} \sim 1/Q$). Непосредственное сравнение результатов расчетов на рис. 3 и рис. 2а при одинаковых значениях $I_0/I_{\text{пуск.мин}}$ показывает, что наличие модуляции по скорости в данном случае всего лишь на 2—4% снижает КПД усилителя. Был выполнен большой объем вычислений при изменении параметров модуляции в широких пределах для различных конструкций входного и выходного

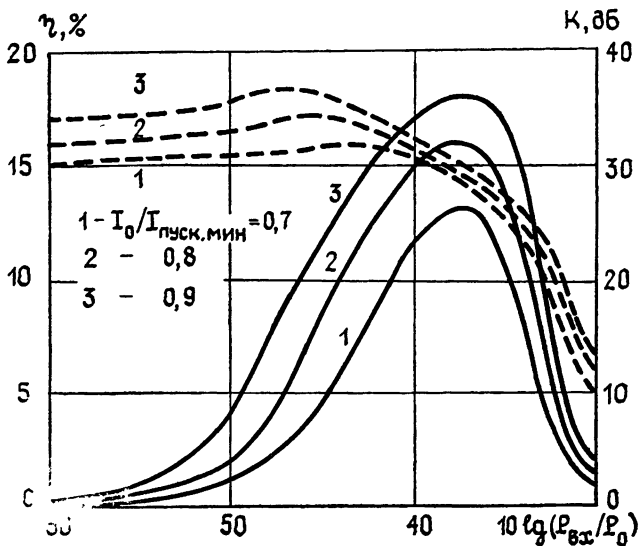


Рис. 3.

каскадов усилителя. Они подтверждают целесообразность применения в качестве входного каскада группирователя с распределенным взаимодействием O -типа, а в выходном каскаде — открытого резонатора с дифракционной решеткой. Расчеты показывают, что в таких усилителях могут достигаться достаточно большие значения коэффициента усиления и КПД совместно (примеры показаны на рис. 3). С увеличением мощности входного сигнала величина коэффициента усиления уменьшается всего на несколько децибел при изменении режима работы вплоть до точки насыщения. Это позволяет предположить, что на практике усилители данного типа могут иметь также достаточно низкий уровень нелинейных искажений и большой динамический диапазон.

4. Пути повышения КПД. На основании результатов работы [1] и проведенных дополнительных исследований численными методами с использованием начального условия (1) можно определенно заключить, что наибольшие значения КПД реализуются в усилителях с применением открытых резонаторов в выходном каскаде. Это можно пояснить, опираясь на аналогию между процессами длительного взаимодействия в рассматриваемых усилителях и классической ЛБВ. Известно, что в ЛБВ высокая эффективность взаимодействия наблюдается в условиях, когда в направлении движения электронов одновременно происходит увеличение конвекционного тока и амплитуды синхронной волны. Похожие условия реализуются в открытом резонаторе с гауссовым распределением поля вдоль пространства взаимодействия, если выбрать величину рассинхронизма так, чтобы максимальный энергообмен осуществлялся в центре пятна поля.

Зависимость КПД усилителя $\eta = F^2/G$ от основных его параметров можно проследить аналитически по формуле (5), верной для относительно небольших токов пучка. При оптимальных значениях параметров группировки $X = X^0$ и расстройки частоты $\delta_r = \delta_r^0$ для гауссова распределения поля находим

$$\eta = \frac{4,47 i_0 \exp(-\Phi_{sr}^2/2)}{\Phi_r \{1 - i_0 \Phi_{sr} \exp[(1 - \Phi_{sr}^2)/2]\}}, \quad (6)$$

где $i_0 = I_0/I_{\text{пуск.мин}}$, $\Phi_{sr} = \omega R_y (1 - v_0/v_\phi)/v_0$, $\Phi_r = \omega R_y/v_0$, R_y — полуширина пятна поля в направлении движения пучка. Как видно из (6), при оптимальных значениях рассинхронизма Φ_s^0 можно достигнуть повышения КПД двумя способами: 1) за счет увеличения i_0 и 2) за счет уменьшения параметра Φ_r . Точные вычисления показывают, что в первом случае возрастание КПД ограничивается нелинейными эффектами, приводящими к насыщению η при увеличении i_0 , а также областью самовозбуждения прибора. Второй способ более перспективен, так как зависимость $\eta \sim 1/\Phi_r$ сохраняется и в существенно нелинейных режимах вплоть до значений $\Phi_r \simeq 10$. Отметим, что в существующих генераторах типа оротрон на практике величина этого параметра исчисляется сотнями. Следовательно, имеются большие резервы для повышения КПД генераторов за счет изменения конструкции резонатора выходного каскада — уменьшения размеров зеркала с дифракционной решеткой в направлении движения пучка.

Обработка численных расчетов позволяет определить коэффициент пропорциональности между η и $1/\Phi_r$ и тем самым найти простую эмпирическую зависимость между максимально достижимым (при $i_0 \rightarrow 1$) значением КПД $\eta_{\text{макс}}$ и основными характеристиками усилителя

$$\eta_{\text{макс}} \% \simeq 80\beta\lambda/R_y, \quad (7)$$

где $\beta = v_0/c$, v_0 — средняя скорость электронов на входе в группирователь, λ — длина волны усиливаемого сигнала. Таким образом, для повышения КПД необходимо увеличивать ускоряющее напряжение пучка и уменьшать эффективный размер пространства взаимодействия R_y в выходном каскаде.

Отметим, что подобная (7) зависимость КПД от R_y наблюдается также в генераторах дифракционного излучения типа оротрон [3] и в других приборах с распределенным взаимодействием, основанных на черенковском механизме взаимодействия [6]. Экспериментальные и теоретические исследования показывают [4, 5], что необходимое для этих приборов достаточно большое значение добротности резонатора сохраняется вплоть до значений $R_y \simeq \lambda$. Иначе говоря, предельное значение КПД определяется, в основном, величиной ускоряющего напряжения U_0 :

$$\eta_{\text{макс}} \% \simeq 80\beta. \quad (8)$$

Например, для достижения КПД $\sim 20\%$ (случаи, показанные на рис. 2а, 3) необходимо иметь $U_0 \simeq 16$ кВ, соответственно для $\eta \sim 40\%$ требуется $U_0 \simeq 60$ кВ. При теоретическом исследовании нелинейных колебательных систем такого рода с более высокими значениями η необходимо учитывать релятивистские факторы. В этой области значений параметров подобного рода приборы обычно относят к черенковским лазерам на свободных электронах [7].

Важным следствием соотношений (7) и (8) является ожидаемое малое уменьшение КПД при укорочении длины волны. Следует помнить, конечно, что эти соотношения и вытекающие из них прогнозы получены при условии $i_0 \simeq 1$. Поскольку уменьшение R_y и увеличение U_0 приводит к увеличению значений $I_{\text{пуск}}$, то проблема повышения

КПД сводится к решению задач увеличения плотности тока электронных пучек I_0 и (или) снижения значений $I_{\text{пуск.мин}}$ приборов. Уже накопленный к настоящему времени опыт создания высоковольтных электронных приборов показывает [7, 8], что на практике эти задачи решаются успешно в диапазоне миллиметровых длин волн, что открывает пути освоения более коротковолновых диапазонов. Для дальнейшего укорочения рабочей длины волны приборов данного типа необходимо ставить и решать задачи электроники качественно нового содержания. К ним относятся, в первую очередь, задачи оптимизации профилей дифракционных решеток с переменным шагом на одном зеркале резонатора с целью обеспечения максимально достижимого энергообмена пучка с полем, а также оптимизации формы криволинейной поверхности другого зеркала, определяющего оптимальную функцию $f(\xi)$.

Добавим еще несколько замечаний общего характера, касающихся соотношений (7) и (8). Во-первых, эти соотношения получены в приближении слабых полей пространственного заряда. Однако точные расчеты показывают, что при конечных значениях параметров пространственного заряда приведенные оценки не претерпевают существенных изменений*. В значительной мере это обусловлено тем, что влияние пространственного заряда уменьшается при увеличении U_0 и уменьшении R_y . Во-вторых, из условия $I_0 \simeq I_{\text{пуск.мин}}$, соответствующего этим оценкам, не следует, что рабочая полоса частот усилителя $\Delta\omega$ стремится к нулю, как это может казаться. Действительно, согласно [1] $\Delta\omega \simeq \omega_r(1 - I_0/I_{\text{пуск}})/Q$, и определяющим параметром является $I_{\text{пуск}}$, а не $I_{\text{пуск.мин}}$ (ω_r — собственная частота, Q — добротность резонатора). Существуют условия для оптимального взаимодействия пучка с полем, когда значение рассинхронизма Φ_s , соответствующее $I_{\text{пуск}}$, заметно отличается от величины Φ_s^0 , соответствующей $I_{\text{пуск.мин}}$. Поэтому всегда можно найти условия такого режима работы прибора, когда неравенство $I_0/I_{\text{пуск}} < I_0/I_{\text{пуск.мин}}$ достаточно сильное. Например, на рис. 3 для кривой при значении $I_0/I_{\text{пуск.мин}} = 0,9$ имеем $I_0/I_{\text{пуск}} = 0,58$. Следовательно, $\Delta\omega \simeq 0,42\omega_r/Q$. Нелинейные эффекты во взаимодействии приводят к дополнительному расширению полосы. Кроме того, на практике не следует увеличивать значение рабочего тока пучка I_0 вплоть до величины $I_{\text{пуск}}$ с целью повышения КПД. Из анализа устойчивости решений системы нелинейных уравнений следует, что в диапазоне $I_{\text{пуск.мин}} < I_0 < I_{\text{пуск}}$ при достаточно высоких уровнях мощности входного сигнала возможны переходы от режима усиления к жесткому режиму возбуждения автоколебаний. В этих условиях наблюдаются гистерезисные явления по параметру $P_{\text{вх}}$. Следовательно, при создании усилителей мощности предпочтительными являются условия работы при $I_0 < I_{\text{пуск.мин}}$.

5. Основные результаты и выводы работы следующие:

1) Для произвольного типа предварительной модуляции электронного пучка входным сигналом выходные характеристики усилителя с длительным взаимодействием O -типа определены в аналитической форме. Практические расчеты (в том числе и усилителей мощности) можно производить по этим прямым формулам значений рабочего тока пучка $I_0 \leq 0,5I_{\text{пуск.мин}}$.

2) В случае слабой нелинейности системы и предварительной модуляции пучка по плотности оптимальное значение параметра группировки ($X^0 = 1,84$) не зависит от параметров выходного резонатора. Наличие скоростной модуляции частиц приводит к появлению такой зависимости. При $I_0 \sim I_{\text{пуск.мин}}$ значения X^0 увеличиваются и находятся в интервале 2—2,2.

* Эти исследования выходят за рамки данной статьи и будут обсуждаться отдельно.

3) Применение в качестве входных и выходных каскадов открытых колебательных систем с распределенным взаимодействием позволяет достигнуть достаточно высоких значений коэффициента усиления и КПД. Путем выбора параметров рассинхронизма можно добиться слабой зависимости коэффициента усиления от мощности входного сигнала вплоть до области насыщения. Предварительная модуляция частиц по скорости приводит к незначительному (всего на 2—4%) снижению КПД усилителя по сравнению со случаем модуляции частиц только по плотности.

4) Максимально достижимое значение КПД определяется, в основном, ускоряющим напряжением пучка. Например, значений КПД в интервале 20—40% можно достичь при напряжениях 16—60 кВ.

5) Диапазон значений рабочего тока пучка в усилителях мощности определяется условием $I_0 < I_{\text{пуск мин}}$, в отличие от усилителей слабых сигналов, где должно выполняться менее жесткое условие $I_0 < I_{\text{пуск}}$. В интервале $I_{\text{пуск мин}} < I_0 < I_{\text{пуск}}$ режим работы усилителя мощности неустойчивый.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ваврив Д. М., Третьяков О. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 29, № 2, с. 238.
2. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Романцов Ю. А. — Электронная техника, Сер. Электроника СВЧ, 1984, вып. 10, с. 3.
3. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 11, с. 2354
4. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Высшая школа, 1976. — 231 с.
5. Вертий А. А., Воробьев Г. С., Иванченко И. В. и др. Тезисы докладов X Всесоюзной научной конференции «Электроника СВЧ». — Минск: МРТИ, 1983, т. 1, с. 125.
6. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (15-я зимняя школа-семинар инженеров). — Саратов: Гос. ун-т, 1981, кн. I, с. 69.
7. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах: Сб. статей: Пер. с англ. /Под ред. А. А. Рухадзе — М.: Мир, 1983. — 282 с.
8. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. — Письма в ЖТФ, 1981, 7, № 10, с. 587.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 ноября 1984 г.

A THEORY OF THE RESONANT EXTENDED INTERACTION AMPLIFIERS. III

D. M. Vavriv, O. A. Treťjakov

The amplification regime of operation has been studied analytically and numerically without limitation of the beam input modulation level. Expressions for the output gain, efficiency, field oscillation amplitude are determined for different types of the electron beam bunchers. The relations between maximum value of the efficiency and parameters of the amplifiers are obtained. The perspectives of application for the resonant extended interaction amplifiers are discussed.