

УДК 538.56 : 519.25

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ В ГЕНЕРАТОРЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ОТРАЖЕННЫМ ПОТОКОМ

К. А. Лукин

Получена система нелинейных интегродифференциальных уравнений, описывающая стационарные и слабо нестационарные процессы в генераторе дифракционного излучения с отраженным потоком. Проведен анализ стационарных режимов и отмечены особенности адиабатической перестройки генератора потенциалом отражателя. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В связи с освоением миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн были созданы и нашли применение резонансные ЛОВ с многократным взаимодействием [1]. В [2] предложено использование многократного взаимодействия электронов с полем открытого резонатора (ОР). Приближенной теории таких приборов посвящен доклад [3].

В настоящей работе предложена модель генератора дифракционного излучения (ГДИ) с отраженным потоком, позволяющая объяснить основные экспериментальные зависимости, и построена нелинейная теория такого генератора. Вначале проведен анализ стационарных режимов с помощью одночастичного приближения [4, 5], который затем подтверждается численным экспериментом на модели генератора дифракционного излучения [5, 6]. Теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментом [2].

1. Анализируемая модель ГДИ с отраженным потоком представляет собой следующее: вблизи периодической структуры, помещенной в ОР, пролетает пучок электронов, фокусируемый сильным магнитным полем; вылетая из пространства взаимодействия, электроны попадают в зону отражателя, где они тормозятся в однородном электрическом поле, возвращаются в ОР и после вторичного взаимодействия с полем синхронной волны окончательно покидают пространство взаимодействия; прямой и отраженный пучки по кулоновскому полю не связаны и влияют друг на друга только через высокочастотное поле; вблизи периодической структуры имеются две пространственные гармоники поля ОР с противоположно направленными фазовыми скоростями; взаимодействием с встречной волной пренебрегаем; в общем случае пучки имеют различную связь с полем ОР.

Процесс взаимодействия электронов с полем в рассматриваемой модели можно представить следующим образом: пучок, движущийся к коллектору (прямой пучок), модулируется по плотности и скорости в поле синхронной волны; движение в поле отражателя приводит к дополнительной группировке электронов (к увеличению плотности); промодулированный по плотности и скорости отраженный поток взаимодействует с полем попутной волны; эффективность энергообмена определяется количеством захваченных частиц, которое существенно зависит от модуляции пучка по плотности и от фазовых соотношений между синхронной волной и максимумом плотности заряда; в свою очередь последние характеристики определяются потенциалом отражателя, часто-

той генерирования, расстройкой скорости частиц и фазовых скоростей гармоник, а также длиной зоны отражателя. Используя теорию возбуждения резонаторов [7] и нелинейную теорию ГДИ [5], нетрудно получить самосогласованную систему уравнений, описывающую нелинейные режимы в рассматриваемом генераторе:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA^2}{d\tau} \approx \delta_0(\eta + \eta_R) - A^2, \\ \delta\omega \equiv 2 \frac{\omega - \omega'}{\gamma\omega'} = \frac{\kappa + \kappa_R}{\eta + \eta_R}, \\ \frac{dv(\zeta, \xi_0)}{d\zeta} = \frac{A}{1+v} \psi(\zeta) \cos \xi(\zeta, \xi_0), \\ \frac{d\xi(\zeta, \xi_0)}{d\zeta} = \frac{1}{\gamma} \left[\frac{2 + \gamma\delta\omega}{2(1+v)} - 1 \right], \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\eta = 2A/(1+b)^2 \int_0^{\Delta} \psi \cos \xi(\zeta, \xi_0) d\zeta$ — электронный КПД, $\kappa = -2A/(1+b)^2 \int_0^{\Delta} \psi \sin \xi(\zeta, \xi_0) d\zeta$ — безразмерная реактивная мощность взаимодействия, $\delta_0 \equiv (\omega'_p/\omega')^2 (1+b)^2 \theta f^2(\epsilon_0/2\pi)/\gamma^3$, ω'_p — плазменная частота, соответствующая скорости точного синхронизма, $b \equiv (v_0 - v_{ph})/v_{ph}$, v_{ph} — фазовая скорость синхронной гармоники на собственной частоте ω' ОР генератора, v_0 — начальная скорость электронов, $\xi(\zeta, \xi_0) \equiv hz - \int_0^{\zeta} \omega dt$ и $v \equiv 1 - z/v_{ph}$ — безразмерные координата и скорость частиц, $A = eE_0/m\omega'v_{ph}\gamma$, $\zeta \equiv \gamma hz$ и $\tau = \gamma\omega' t$ — безразмерные амплитуда, координата и время, $\gamma = 1/Q$ — затухание ОР, $\psi(\zeta)$ — функция, описывающая структуру поля вдоль длины взаимодействия, l — отношение амплитуды синхронной гармоники к амплитуде поля в ОР, θ — отношение произведения площади поперечного сечения пучка на замедленную длину волны к норме колебания, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, $\Delta \equiv 2\pi\gamma D/l$, D — длина взаимодействия. Величины с индексом R относятся к отраженному пучку. Первое уравнение (1) справедливо для слабо нестационарных процессов, когда изменением амплитуды и частоты за время пролета электронами длины взаимодействия можно пренебречь [5].

Для интегрирования уравнения (1) необходимо задать начальную амплитуду и начальное смещение частоты, а также начальные скорости и координаты частиц. Для прямого пучка начальные условия соответствуют отсутствию начальной модуляции по плотности и скорости частиц.

Учитывая, что в лабораторной системе координат синхронная с отраженным потоком гармоника имеет отрицательную фазовую скорость, нетрудно записать начальные условия для частиц, вторично поступающих в пространство взаимодействия:

$$\begin{aligned} \xi_R(\Delta, \xi_0) &= 2\Delta - \xi(\Delta, \xi_0) + \chi[\Delta_R, \alpha, v(\Delta, \xi_0)], \\ v_R(\Delta, \xi_0) &= v(\Delta, \xi_0) \frac{|v_{ph}^R|}{v_{ph}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\xi_R(\Delta, \xi_0) \equiv hz + \int_0^z \omega dt$, $v_R \equiv 1 - z/|v_{ph}^R|$, $|v_{ph}^R|$ — модуль фазовой скорости, синхронной с отраженным пучком гармоника;

$$\chi[\Delta_R, \alpha, v(\Delta, \xi_0)] = 8\pi v(\Delta, \xi_0) \frac{\Delta_R}{\alpha} \quad (3)$$

— угол пролета в поле отражателя [8]*, $\alpha = U_R/U'_0$ — отношение потенциала отражателя к потенциалу точного синхронизма U'_0 , $\Delta_R = R/l$, R — длина зоны отражателя.

2. Качественный анализ взаимодействия электронов с полем в анализируемой системе удобно провести с помощью одночастичной модели. Согласно [5] электронный КПД пропорционален количеству захваченных частиц n_{tr} . Рассмотрим случай слабой связи прямого пучка с полем ОР, обеспечивающей линейный режим для прямого пучка. В пренебрежении изменением скорости частиц за время движения в прямом направлении линией начальных условий для отраженного пучка является горизонтальная черта, проведенная на уровне $\xi_R = b$ (рис. 1). Однако в отличие от [5] здесь частицы неравномерно распределены по координатам (рис. 1). Поэтому

$$n_{tr} = \int_{-\xi_1}^{\xi_1} n(\xi_R) d\xi_R,$$

где $n(\xi_R)$ — линейная плотность частиц после выхода из зоны отражателя. Пусть максимум плотности приходится на координату ξ_m . Тогда эффективность энергообмена будет существенно зависеть от величины ξ_m и степени сгруппированности частиц (ширины кривой плотности заряда в окрестности ξ_m). При $|\xi_m| < \xi_1$ большая часть частиц окажется захваченной, и передача энергии от пучка к волне будет более эффективна по сравнению со случаем равномерного распределения плотности заряда. Если же $-\pi < \xi_m < -\xi_1$ или $\xi_1 < \xi_m < \pi$, то большинство частиц будут пролетными, что приведет к существенному уменьшению передачи энергии полю. Значение ξ_m в момент влета в пространство взаимодействия, а также плотность заряда определяются углом пролета частиц в тормозящем поле отражателя (3). Таким образом, при изменении потенциала U_R меняется степень сгруппированности частиц и положение ξ_m максимума плотности заряда по отношению к фазе волны, что и приводит к существенной перестройке генератора напряжением. При связи прямого пучка, обеспечивающей линейный режим его взаимодействия с синхронной волной, и ограниченной длине

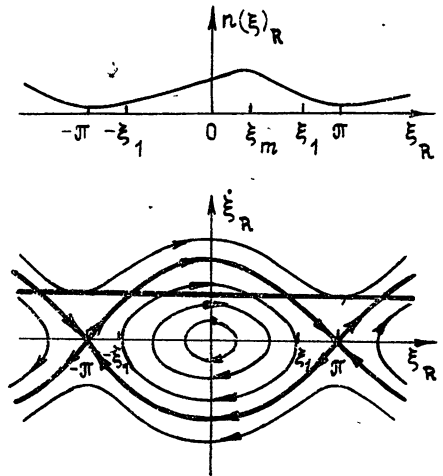


Рис. 1.

* В рассматриваемой модели потенциал катода и отражателя отрицателен, а анода и периодической системы положителен и заземлен.

R максимум кривой плотности будет выражен слабо. Поэтому при токах, существенно превышающих стартовое значение тока I_{st} обычного генератора, изменение U_R приведет лишь к уменьшению или увеличению генерируемой мощности без срыва колебаний, поскольку даже при наилучшем значении ξ_m энергии, передаваемой захваченными частицами, будет достаточно на компенсацию потерь в ОР. Если же рабочий ток меньше I_{st} , то группировка частиц в поле прямой волны и в зоне отражателя может привести (если $|\xi_m| < \xi_1$) к появлению изолированных зон генерации, аналогичных зонам отражательного клистрона.

3. Численный эксперимент был проведен на модели ГДИ с отраженным потоком. Расчеты проведены для фиксированных значений расстройки скоростей $b = 0,01$ и расстояния от конца дифракционной решетки до отражателя $\Delta_R = 3,5$. Связь прямого пучка с полем ОР полагалась в 20 раз слабее связи отраженного, что обеспечивало линейный режим для прямого пучка при всех значениях потенциала отражателя. Амплитуда поля вдоль длины взаимодействия менялась по гауссову закону. Из рис. 2 видно, что характер перестройки генератора существенно зависит от рабочего тока пучка. При токах, близких к токам I_{st} обычного ГДИ, генерация наблюдается в отдельных интервалах напряжений на отражателе — в зонах генерации. С увеличением этого напряжения зоны генерации расширяются с небольшим ростом амплитуды генерируемых колебаний. Для всех зон генерации диапазон изменения частоты примерно одинаков, а крутизна электронной перестройки частоты в зонах, соответствующих меньшим U_R , больше.

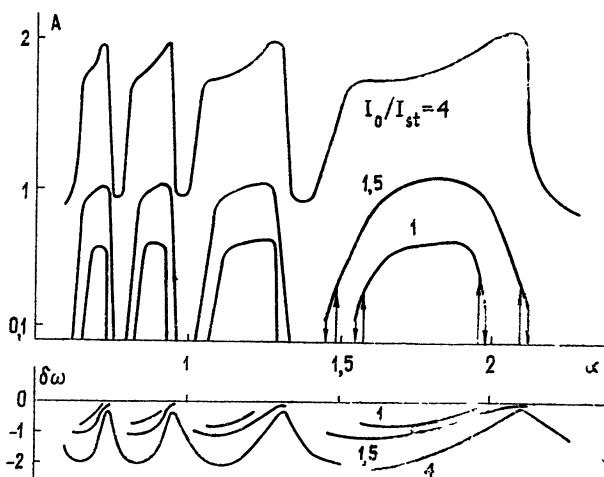


Рис. 2.

С ростом рабочего тока зоны генерации расширяются, и при значениях, существенно превышающих I_{st} , генерация наблюдается для всех U_R . При этом для U_R , соответствующих зонам генерации при $I \approx I_{st}$, наблюдается повышение генерируемой мощности по сравнению с мощностью обычного ГДИ (при максимальной связи пучка с полем ОР). Для U_R , соответствующих отсутствию генерации при $I \approx I_{st}$, мощность уменьшается. Изменение мощности и частоты генерации с изменением U_R носит осциллирующий характер. Причем с ростом U_R интервалы с повышенной мощностью увеличиваются. Это объясняется тем, что координата максимума плотности частиц отраженного пучка сильно зависит от потенциала отражателя. При больших значениях потенциала отражателя величина ξ_m , определяемая как среднее значение координаты

нат частиц, оказывается менее критичной к изменению U_R ($\chi_R \sim 1/U_R$). Незначительное различие в экстремальных значениях амплитуды свидетельствует о слабой зависимости степени сгруппированности частиц отраженного пучка от U_R , что является следствием слабой связи прямого пучка с полем ОР.

Интересно отметить следующую особенность амплитудной и частотной характеристик перестройки генератора напряжением отражателя:

— областям максимальной отрицательной (положительной) крутизны амплитудной характеристики соответствуют области минимальных (максимальных) абсолютных значений электронного смещения частоты;

— областям минимума (максимума) амплитуды соответствуют области максимальной отрицательной (положительной) крутизны частотной характеристики.

Для реализации эффективной амплитудной модуляции с пониженной частотной модуляцией желательно рабочую точку выбирать на участках с отрицательной крутизной электронной перестройки амплитуды. Для реализации эффективной частотной модуляции рабочую точку желательно выбирать на участках, соответствующих минимуму амплитуды. Сба вида модуляции эффективнее в зонах, соответствующих более низким потенциалам отражателя. Использование различных зон генерации позволяет реализовать режимы с различной крутизной электронной перестройки частоты.

Приведенные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [2], что свидетельствует о правильности выбранной модели анализируемого генератора. Наличие зон генерации и осциллирующий характер амплитудной и частотной характеристик перестройки генератора напряжением отражателя, а также повышение генерируемой мощности впервые обнаружены экспериментально в [2]. Экспериментально обнаружены и гистерезисные явления при этой перестройке. В настоящей работе этот эффект впервые получен теоретически на основе численной модели. На рис. 2 для самой широкой зоны генерации тонкими линиями показано жесткое самовозбуждение генератора. В отличие от амплитудной характеристики перестройки обычного ГДИ ускоряющим напряжением здесь гистерезисные явления могут наблюдаться на обоих концах зоны генерации. Причем срыв генерации наблюдается при малых значениях амплитуды. Так же как и в обычном ГДИ, физическая причина гистерезисных явлений связана с захватом частиц полем конечной амплитуды. Отличительной чертой является то, что здесь с изменением U_R число захваченных частиц меняется не только за счет изменения расстройки скоростей $b = b(\omega)$ и скорости захвата частиц $b_{tr} = 2\sqrt{A}$, но и за счет изменения положения максимума плотности заряда относительно интервала $(-\xi_1, \xi_1)$ фаз захвата синхронной волны, а также за счет изменения степени сгруппированности частиц.

Если величина связи обеспечивает слабо нелинейный режим для прямого пучка, то качественная картина перестройки генератора напряжением отражателя сохраняется. В случае сильной связи прямого пучка с полем ОР спектр скоростей частиц на выходе пространства взаимодействия оказывается существенно размытым — относительная ширина спектра составляет примерно удвоенное значение расстройки скоростей [6]. Причем захваченные частицы имеют скорость, меньшую фазовой скорости синхронной волны, а пролетные почти не изменили ее. Поэтому частицы отраженного пучка разбиваются на две существенно различающиеся по скорости группы частиц. Если большинство частиц прямого пучка являются захваченными, то для повышения КПД генерации отраженный пучок целесообразно пропускать над решеткой с меньшим пери-

одом, обеспечивающим фазовую скорость волны, меньшую скорости захваченных частиц. Для выяснения особенностей работы ГДИ с отраженным потоком в случае произвольного распределения частиц по скоростям необходимы дополнительные исследования.

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. П. Шестопа-лову за руководство работой, а также А. И. Цвыку и Г. С. Воробьеву за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков Н. Д., Голант М. Б. — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 11, с. 1973.
2. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопа-лов В. П. — ДАН УССР, 1976, сер. А, № 9, с. 822.
3. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Поспелов Л. А., Цвык А. И. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметро-вым волнам. Ч. 1. — Харьков: 1978, с. 66.
4. Бакай А. С., Лукин К. А., Шестопа-лов В. П. — Письма в ЖТФ, 1978, 4, № 13, с. 789.
5. Бакай А. С., Лукин К. А., Шестопа-лов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 9, с. 1117.
6. Лукин К. А., Шестопа-лов В. П. — ДАН УССР, 1978, сер. А, № 4, с. 393.
7. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике, — М.: Сов. радио, 1973.
8. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1973.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
7 августа 1979 г.

THEORETICAL ANALYSIS OF STATIONARY REGIMES IN A DIFFRACTION RADIATION GENERATOR WITH A REFLECTED BEAM

K. A. Lukin

A system of integro-differential equations have been derived which describes station-ary and weakly nonstationary processes in the diffraction radiation generator with a reflected beam. Analysis of stationary regimes are carried out and peculiarities of the adiabatic retuning of the generator by the reflector potential are noted. The results ob-tained are well correlated with experimental data
