

11  
**Компьютерное моделирование двухкаскадного клистронного генератора миллиметрового диапазона**

© В.В. Емельянов, А.В. Яковлев, Н.М. Рыскин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
 410012 Саратов, Россия  
 e-mail: RyskinNM@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2012 г.)

Представлены результаты компьютерного моделирования двухкаскадного клистронного генератора миллиметрового диапазона. Генератор состоит из двух замкнутых в кольцо пролетных двухрезонаторных клистронов, причем выходной резонатор одного клистрона соединен с входным резонатором другого, и наоборот. Показано, что оптимизацией коэффициентов связи между резонаторами и нагруженной добротности можно добиться режимов генерации с выходной мощностью свыше 200 W на частоте 95 GHz.

В последнее время значительные усилия исследователей направлены на разработку миниатюрных источников колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, изготавливаемых при помощи современных технологий вакуумной микроэлектроники (см., например, обзорные работы [1–3]). Недавние технологические успехи вакуумной микроэлектроники открыли пути создания миниатюрных аналогов „классических“ вакуумных электронных приборов, таких как отражательный клистрон, лампы бегущей и обратной волны, клистроны с распределенным взаимодействием и др. Они будут иметь огромное значение для систем связи, радиолокации, спектроскопии, обработки материалов и т. д.

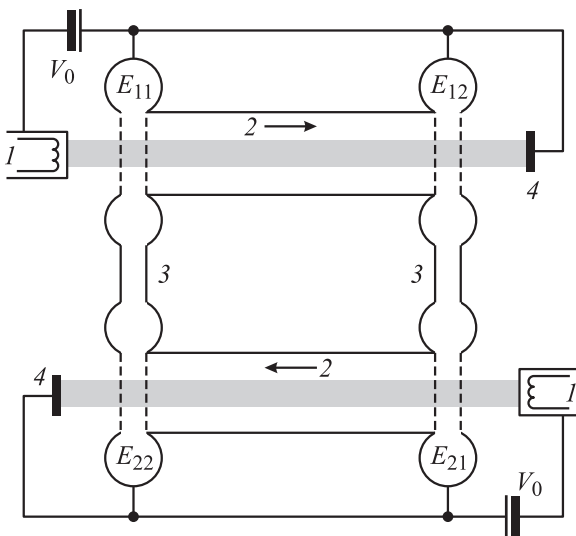
Характерной трудностью, возникающей при конструировании приборов вакуумной микроэлектроники, является необходимость использования электронных пучков с весьма малыми поперечными размерами и соответственно с чрезвычайно большой плотностью тока. Есте-

ственным способом преодолеть эти трудности является переход к многолучевым конструкциям. В работах [4,5] была предложена схема двухкаскадного генератора, который состоит из двух пролетных двухрезонаторных клистронов, причем выходной резонатор одного клистрона соединен с входным резонатором другого, и наоборот (рис. 1). В перспективе обсуждалась возможность создания генератора с большим числом каскадов. В работе [6] была развита элементарная математическая модель генератора в виде системы дифференциальных уравнений с запаздыванием, проведены ее аналитическое исследование и численное моделирование режимов динамики, наблюдающихся при увеличении тока электронного пучка. Однако использованная в [6] математическая модель является приближенной и не учитывает ряд важных факторов, в частности, силы пространственного заряда и нелинейный характер скоростной модуляции электронов в резонаторах. Она достаточно хорошо описывает качественную картину поведения генератора, однако для достоверного количественного определения важных с практической точки зрения характеристик прибора (выходная мощность, КПД и др.) следует использовать более строгие математические модели, основанные на традиционных для сверхвысокочастотной электроники методах „крупных частиц“.

В настоящей работе моделирование нелинейной динамики двухкаскадного клистроно-генератора проводится на основе нестационарной теории возбуждения резонаторов Вайнштейна [7]. В соответствии с этой теорией высокочастотные поля в зазорах резонаторов представляются в виде

$$E_{jk} = \text{Re} [A_{jk}(t)E_s(x - x_{jk})e^{i\omega_0 t}], \quad (1)$$

где  $j, k = 1$  или  $2$ ,  $A_{jk}$  — медленно меняющиеся комплексные амплитуды,  $x_{jk}$  — координаты центров зазоров соответствующих резонаторов,  $\omega_0$  — резонансная частота, которая предполагается одинаковой для всех резонаторов. Индекс  $jk$  относится к  $k$ -му резонатору  $j$ -го клистрона (рис. 1). Распределение электрического



**Рис. 1.** Схема двухкаскадного клистроно-генератора: 1 — электронные пушки, 2 — электронные пучки, 3 — связанные резонаторы, 4 — коллекторы.

поля вдоль оси  $x$  в зазорах резонаторов  $E_s(x)$  аппроксимируем гауссовой функцией

$$E_s(x) = \frac{2V_0}{d\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{2x}{d}\right)^2\right], \quad (2)$$

где  $d$  — эффективная ширина распределения поля в зазоре,  $V_0$  — ускоряющее напряжение пучка. Нестационарные уравнения возбуждения связанных резонаторов записываются следующим образом [6]:

$$\frac{dA_{jk}}{dt} + \frac{\omega_0 A_{jk}}{2Q_{jk}} = \frac{i\omega_0\beta}{2}(A_{jk} - A_{kj}) - \frac{\omega_0 Z_{jk}}{2V_0^2} \int I_\omega(x) E_s(x - x_{jk}) dx. \quad (3)$$

Здесь  $\beta$  — коэффициент, характеризующий связь между резонаторами,  $Q_{jk}$  и  $Z_{jk}$  — добротности и волновые сопротивления резонаторов соответственно,  $I_\omega$  — амплитуда первой гармоники тока, возбуждающая соответствующий резонатор. Динамика электронного пучка моделируется методом „частиц в ячейке“ [8], который хорошо себя зарекомендовал при решении многих задач электроники, физики плазмы и гидродинамики. Используемый численный алгоритм аналогичен описанному в работах [9,10], где моделировались лампа бегущей волны с цепочкой связанных резонаторов и отражательный клистрон соответственно.

Параметры исследуемого генератора приведены в таблице. Они примерно аналогичны параметрам прибора, описанного в работах [4–6]. Волновые сопротивления всех резонаторов полагались идентичными. Входные резонаторы считались ненагруженными, значения добротности  $Q_{j1} = Q_0$  для них приведены в таблице. Выходные резонаторы связаны с нагрузкой, их добротность  $Q_{j2} = Q_L$  оптимизировалась таким образом, чтобы добиться максимальной выходной мощности. Напряжения  $V_0$  и токи  $I_0$  электронных пучков в обоих клистродах полагались одинаковыми.

Для геометрии резонаторов из работ [4,5] коэффициент связи  $\beta = 2 \cdot 10^{-3}$ . Более удобно характеризовать связь введенным в [6] параметром  $\mu \equiv \beta Q_0 = 1.6$ . Рассмотрим режимы колебаний генератора при нагруженной добротности выходных резонаторов  $Q_L = 550$ , что соответствует максимальной выходной мощности. Численное моделирование показывает, что при выбранных параметрах стартовый ток составляет примерно 125 мА.

Основные параметры двухкаскадного клистронного генератора

Ускоряющее напряжение, $V_0$	10 kV
Добротность входных резонаторов, $Q_0$	800
Волновое сопротивление, $Z$	36 Ohm
Расстояние между резонаторами	5 mm
Эффективная ширина зазоров, $d$	0.3 mm
Собственная частота резонаторов, $\omega_0/2\pi$	95 GHz

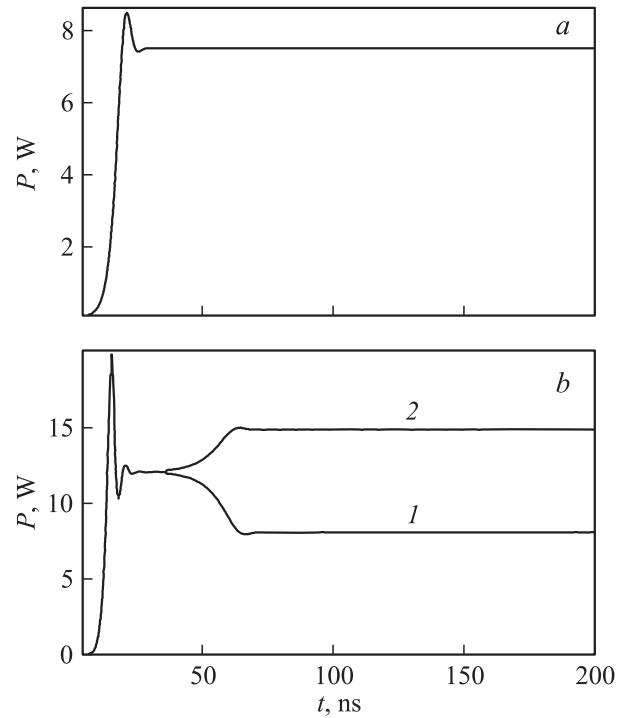


Рис. 2. Типичные зависимости выходной мощности от времени:  $a$  — стационарный симметричный режим ( $I_0 = 200$  мА);  $b$  — стационарный асимметричный режим ( $I_0 = 300$  мА).

При превышении порога генерации вначале устанавливаются одночастотные режимы, в которых амплитуды полей в обоих каскадах одинаковы. Частота генерации  $f_0 = 94.7$  GHz практически не меняется с ростом тока. Рис. 2,  $a$  иллюстрирует процесс установления колебаний.

При  $I_0 \approx 280$  мА происходит бифуркация нарушения симметрии, после которой амплитуды колебаний первого и второго клистронов уже не являются идентичными. На рис. 2,  $b$  приведены типичные зависимости выходной мощности от времени для первого (кривая 1) и второго (кривая 2) клистронов соответственно. Подчеркнем, что асимметричные режимы, вообще говоря, являются бистабильными: очевидно, что существует режим, аналогичный представленному на рис. 2,  $b$ , но такой, что мощность первого клистрона превышает мощность второго. То, какая ситуация реализуется, определяется начальными условиями.

В области  $280 \text{ мА} < I_0 < 350 \text{ мА}$  колебания остаются одночастотными, однако при токе, превышающем 350 мА, происходит возбуждение паразитных автомодуляционных составляющих  $f_0 \pm f_m$ , где частота модуляции  $f_m \approx 40$  MHz. На рис. 3 приведены зависимости выходной мощности первого и второго клистронов от времени, а также фазовые портреты и спектр в автомодуляционном режиме. Спектр показан только для первого клистрона, для второго он выглядит аналогично.

Дальнейшее увеличение тока вызывает переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоений периода автомодуляции. В спектрах колебаний после  $k$ -й

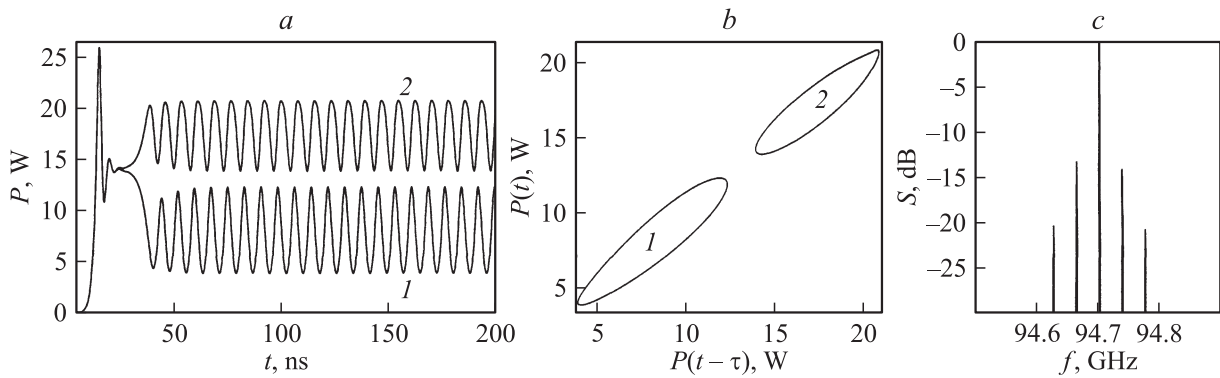


Рис. 3. Зависимости выходной мощности от времени (а), фазовые портреты (b) и спектр в режиме автомодуляции (с,  $I_0 = 320$  мА). 1 — первый клистрон, 2 — второй клистрон.

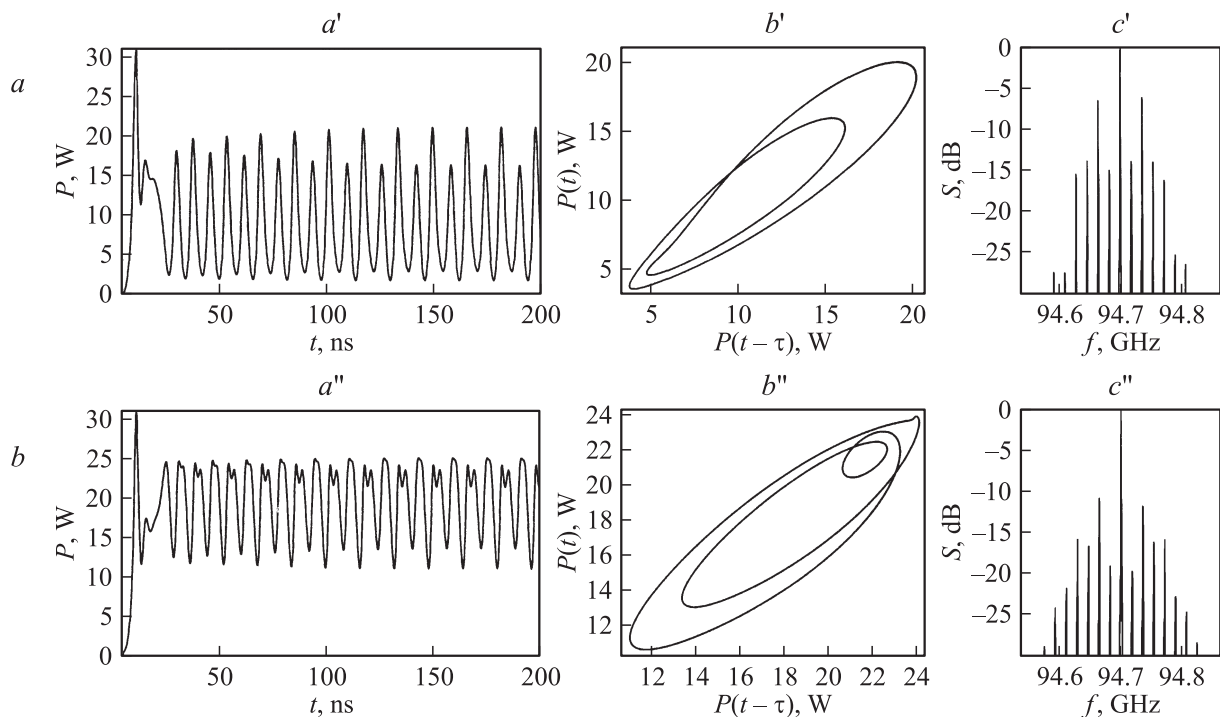
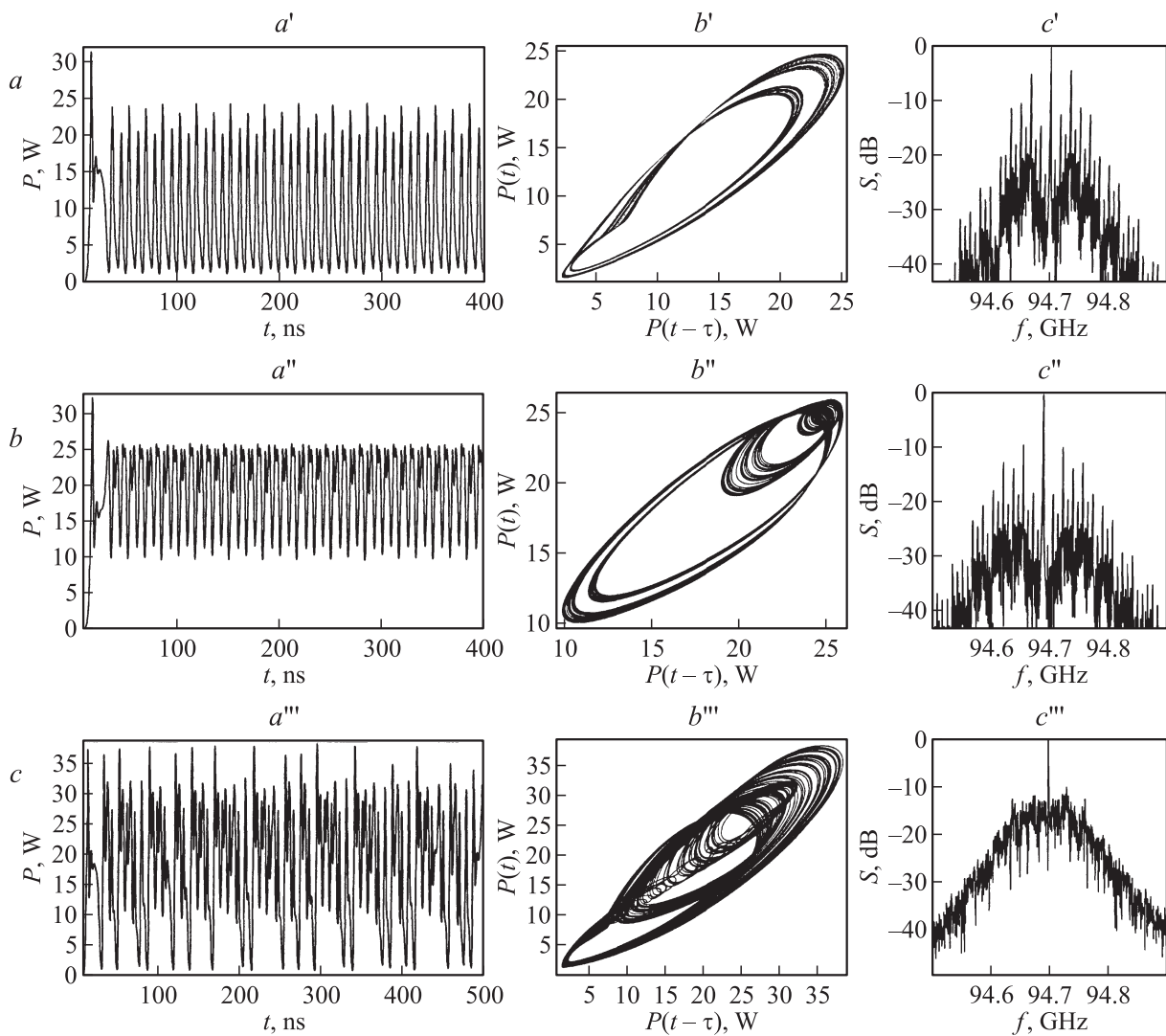


Рис. 4. Зависимости выходной мощности от времени ( $a'$ ,  $a''$ ), фазовые портреты ( $b'$ ,  $b''$ ) и спектры в режиме автомодуляции с удвоенным периодом ( $c'$ ,  $c''$ ,  $I_0 = 400$  мА) для первого (а) и второго (b) клистронов.

бифуркации удвоения появляются субгармонические составляющие вида  $f_0 \pm n f_m / 2^k$ . Рис. 4 иллюстрирует режим автомодуляции с удвоенным периодом. При соответствующем уменьшении шага интегрирования численное моделирование позволяет наблюдать практически любое число бифуркаций удвоения. В хаотических режимах спектр колебаний сплошной, однако в нем отчетливо видны дискретные пики на основной частоте, автомодуляционных частотах и субгармониках на фоне невысокого шумового пьедестала (рис. 5, а, b). С ростом тока уровень шумового пьедестала постепенно увеличивается и неоднородность спектра уменьшается. Такое поведение типично для систем, демонстрирующих переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума [11,12].

Как уже говорилось, асимметричные режимы являются бистабильными. При увеличении тока свыше 500 мА происходит объединение двух асимметричных аттракторов в один симметричный. Теперь сигналы обоих клистронов выглядят аналогично. Вид фазового портрета усложняется, спектр становится значительно более однородным, чем в режимах фейгенбаумовского хаоса (рис. 5, c). Подобный режим называют развитым хаосом. Механизм перехода к развитому хаосу за счет слияния парциальных аттракторов является достаточно типичным для автоколебательных систем с запаздыванием, в частности, для генераторов клистронного типа (см. обсуждение этого вопроса в [13–16]). Тем не менее ширина спектра относительно невелика, и в нем по-



**Рис. 5.** Зависимости выходной мощности от времени ( $a'$ ,  $a''$ ), фазовые портреты ( $b'$ ,  $b''$ ) и спектры в режиме фейгенбаумовского хаоса ( $c'$ ,  $c''$ ,  $I_0 = 440$  mA) для первого ( $a$ ) и второго ( $b$ ) клистронов. Аналогичные зависимости в режиме развитого хаоса ( $c$ :  $a'''$ ,  $b'''$ ,  $c'''$ ,  $I_0 = 560$  mA).

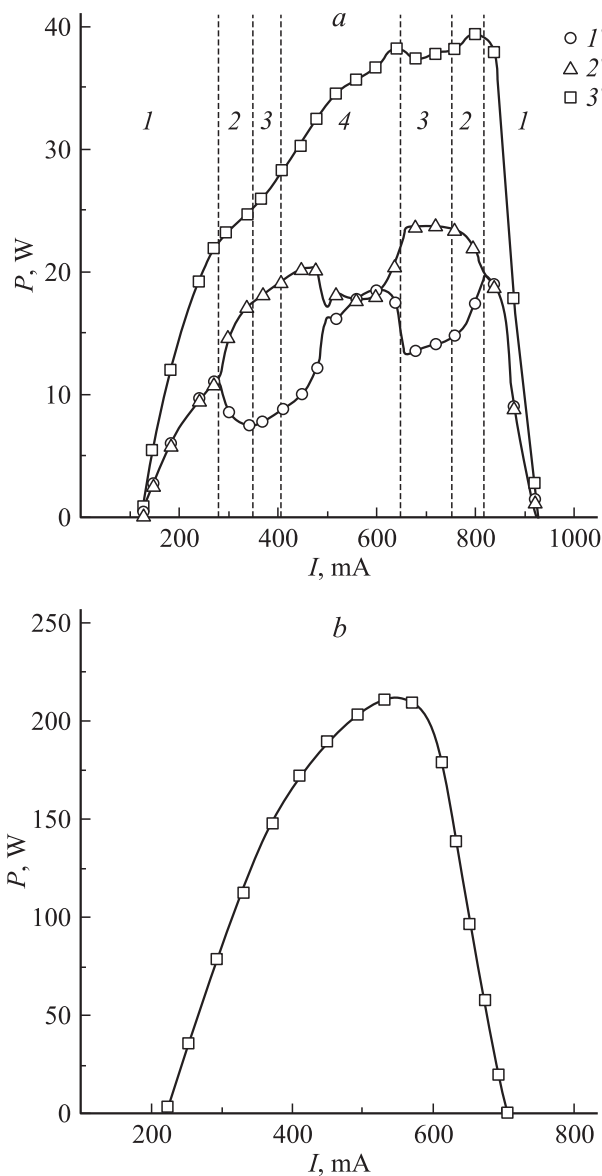
прежнему доминирует составляющая на основной частоте, что, очевидно, обусловлено наличием высокодобротных резонаторов.

Подобная последовательность бифуркаций полностью согласуется с описанной в [6], где представлены результаты исследования упрощенной модели в виде системы дифференциальных уравнений с запаздыванием. Более того, соответствие носит не только качественный, но и количественный характер. Так, согласно [6], нарушение симметрии происходит при отношении тока пучка к стартовому  $I_0/I_{st} \approx 2.3$ , первая бифуркация удвоения периода — при  $I_0/I_{st} \approx 2.9$ , а переход к хаосу — при  $I_0/I_{st} \approx 3.5$ , тогда как бифуркационные значения  $I_0/I_{st}$ , полученные в настоящей работе, составляют 2.24, 2.80 и 3.55 соответственно.

Однако при еще бóльших токах пучка усиливается влияние пространственного заряда, что приводит к рас-

хождению с результатами работы [6]. При увеличении тока наблюдается последовательность бифуркаций, обратная описанной выше. Вначале происходит переход к режиму периодической автомодуляции через обратный каскад удвоений, далее — подавление автомодуляции и восстановление стационарных режимов, сначала асимметричных, затем симметричных. Дальнейший рост тока пучка приводит к резкому падению мощности и при  $I_0 \approx 925$  mA происходит срыв генерации. Отметим, что подавление автомодуляции, а затем и срыв генерации за счет увеличения сил пространственного заряда являются типичными для генераторов на основе пролетных клистронов [17].

На рис. 6,  $a$  представлены зависимости выходных мощностей каждого из клистронов в отдельности и суммарной мощности от тока пучка при нагруженной добротности выходных резонаторов  $Q_L = 550$ , что со-



**Рис. 6.** *a* — зависимости выходной мощности первого ( $1'$ ), второго ( $2'$ ) клистронов и суммарной мощности ( $3'$ ) от тока пучка при  $\mu = 1.6$ ,  $Q_L = 550$ :  $1$  — симметричный одночастотный режим,  $2$  — асимметричный одночастотный режим,  $3$  — периодическая автомодуляция,  $4$  — область удвоенных периода и хаотической автомодуляции; *b* — зависимость суммарной выходной мощности от тока пучка при  $\mu = 1.0$ ,  $Q_L = 300$ .

ответствует максимальной выходной мощности. Отмечены области, соответствующие различным режимам. Поскольку в нестационарных режимах мощность меняется со временем, на рисунке представлены значения, полученные усреднением по достаточно длительному промежутку времени. В области развитого хаоса средние мощности обоих клистронов одинаковы.

С точки зрения получения максимальных значений выходной мощности и КПД автомодуляционные режимы колебаний являются нежелательными. Их исчезновения можно добиться, уменьшая коэффициент связи меж-

ду резонаторами. Оптимальное значение, согласно [6], составляет  $\mu \approx 1.0$  (т.е.  $\beta = 1.25 \cdot 10^{-3}$ ), что соответствует критической связи между резонаторами<sup>1</sup>. На рис. 6, *b* приведена зависимость мощности от тока при оптимальном значении добротности  $Q_L = 300$ . Уменьшение нагруженной добротности приводит к увеличению стартового тока до 225 мА. Однако ток, при котором достигается максимальная выходная мощность, снижается по сравнению с рис. 6, *a*, а само максимальное значение мощности значительно увеличивается и составляет примерно 210 W.

Таким образом, результаты проведенного в настоящей работе компьютерного моделирования режимов генерации двухкаскадного клистронного генератора показывают, что по мере увеличения тока пучка наблюдается последовательность бифуркаций, описанная ранее в работе [6] на основе упрощенной теоретической модели. Вместе с тем при достаточно больших токах начинает сказываться влияние сил пространственного заряда, которое приводит к подавлению автомодуляции, а затем к срыву генерации. Расчеты выходных характеристик генератора на частоте 95 GHz, параметры которого примерно соответствуют приведенным в работах [5,6], показали, что оптимизацией коэффициента связи и нагруженной добротности резонаторов можно добиться выходной мощности свыше 200 W.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01280-а).

## Список литературы

- [1] *Srivastava V.* // J. Phys.: Conf. Series. 2007. Vol. 114. N 1. P. 012015.
- [2] *Booske J.H.* // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. N 5. P. 055502.
- [3] *Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D.* et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. N 1. P. 54–75.
- [4] *Shin Y.-M., So J.-K., Han S.-T.* et al. // 6<sup>th</sup> Intern. Vacuum Electr. Conf. IVEC 2005. Noordwijk. The Netherlands, 2005. P. 151–152.
- [5] *Shin Y.-M., So J.-K., Han S.-T.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. N 9. P. 091916.
- [6] *Shin Y.-M., Ryskin N.M., Won J.-H.* et al. // Phys. Plasmas. 2006. Vol. 13. N 3. P. 033104.
- [7] *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.
- [8] *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Атомиздат, 1989. 452 с.
- [9] *Ryskin N.M., Titov V.N., Yakovlev A.V.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56. N 5. P. 928–934.
- [10] *Титов В.Н., Волков Д.В., Яковлев А.В., Рыскин Н.М.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18. № 6. С. 138–158.

<sup>1</sup> Резонансные кривые системы двух связанных осцилляторов, возбуждаемых гармоническим внешним воздействием, как известно, могут иметь либо один, либо два максимума (см., например, [18]). Под критическим понимают такое значение коэффициента связи, при котором происходит переход от одного типа к другому.

- [11] *Schuster H., Just W.* Deterministic Chaos: An Introduction. Wiley, 2005. 288 p.
- [12] *Кузнецов С.П.* Динамический хаос. М.: Физматлит, 2006. 296 с.
- [13] *Кац В.А., Кузнецов С.П.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 12. С. 727.
- [14] *Дмитриева Т.В., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Шигаев А.М.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7. № 6. С. 66.
- [15] *Рыскин Н.М., Шигаев А.М.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 1.
- [16] *Балякин А.А., Рыскин Н.М.* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15. № 6. С. 3.
- [17] *Рыскин Н.М., Шигаев А.А.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 1. С. 72–81.
- [18] *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978. 392 с.