

Электроника СВЧ

УДК 621.372.5

© 1991 г.

В.П. Безручко, А.В. Кулешов, В.И. Пономаренко, Е.П. Селезнев

**НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ
С ВАРАКТОРНЫМ ДИОДОМ**

Экспериментально исследована распределенная колебательная система с сосредоточенной нелинейностью: отрезок электродинамической линии передачи с полупроводниковым варакторным диодом на конце. Рассмотрены нелинейные колебательные состояния, включая стохастические, в широкой области значений мощности и частоты возбуждающего гармонического сигнала.

В работе экспериментально исследуется возбуждаемый гармоническим сигналом отрезок электродинамической линии передачи (резонатор), к одному из концов которого подключен нелинейный элемент (полупроводниковый варакторный диод). Рассмотрение ограничено интервалом частот внешнего воздействия, для которых размеры диода много меньше длины волны. При этом рассматриваемая распределительная система имеет сосредоточенную нелинейность. При ее теоретическом исследовании необходимо решение электродинамической задачи с нелинейными граничными условиями [1]. В СВЧ-технике резонаторы с варакторными диодами выполняются на основе различных линий передачи; в частности, при использовании гибридно-интегральной технологии применяются полосковые и щелевые линии. Периодические нелинейные колебательные режимы в таких системах достаточно хорошо изучены и широко используются. Например, режимы генерации гармоник и субгармоник реализуются в умножителях и делителях частоты. Менее изучены другие варианты поведения этих систем во времени: квазипериодические и стохастические колебания; их существование продемонстрировано, в частности, в коаксиальном резонаторе [2]. Цель данной работы — расширение представлений о нелинейных колебаниях резонансных систем с варакторными диодами на основе анализа их временных и пространственных характеристик при больших мощностях внешнего воздействия.

Экспериментальная система (рис. 1) представляла собой две параллельные проводящие плоскости X , Z шириной $a = 70$ мм и длиной $l = 300$ мм, отстоящие друг от друга в направлении Y (ортогональном X , Z) на расстоянии $b = 10$ мм и короткозамкнутые при $Z = 0$ и l . Между плоскостями на продольной оси симметрии расположен проводящий стержень диаметром 5 мм, закрепленный одним концом при $Z = 0$ непосредственно на плоскости короткого замыкания, а в зазор между другим концом и плоскостью замыкания $Z = l$ включен варакторный диод типа 2А609А. Образованный нелинейный резонатор на симметричной линии (на рис. 1

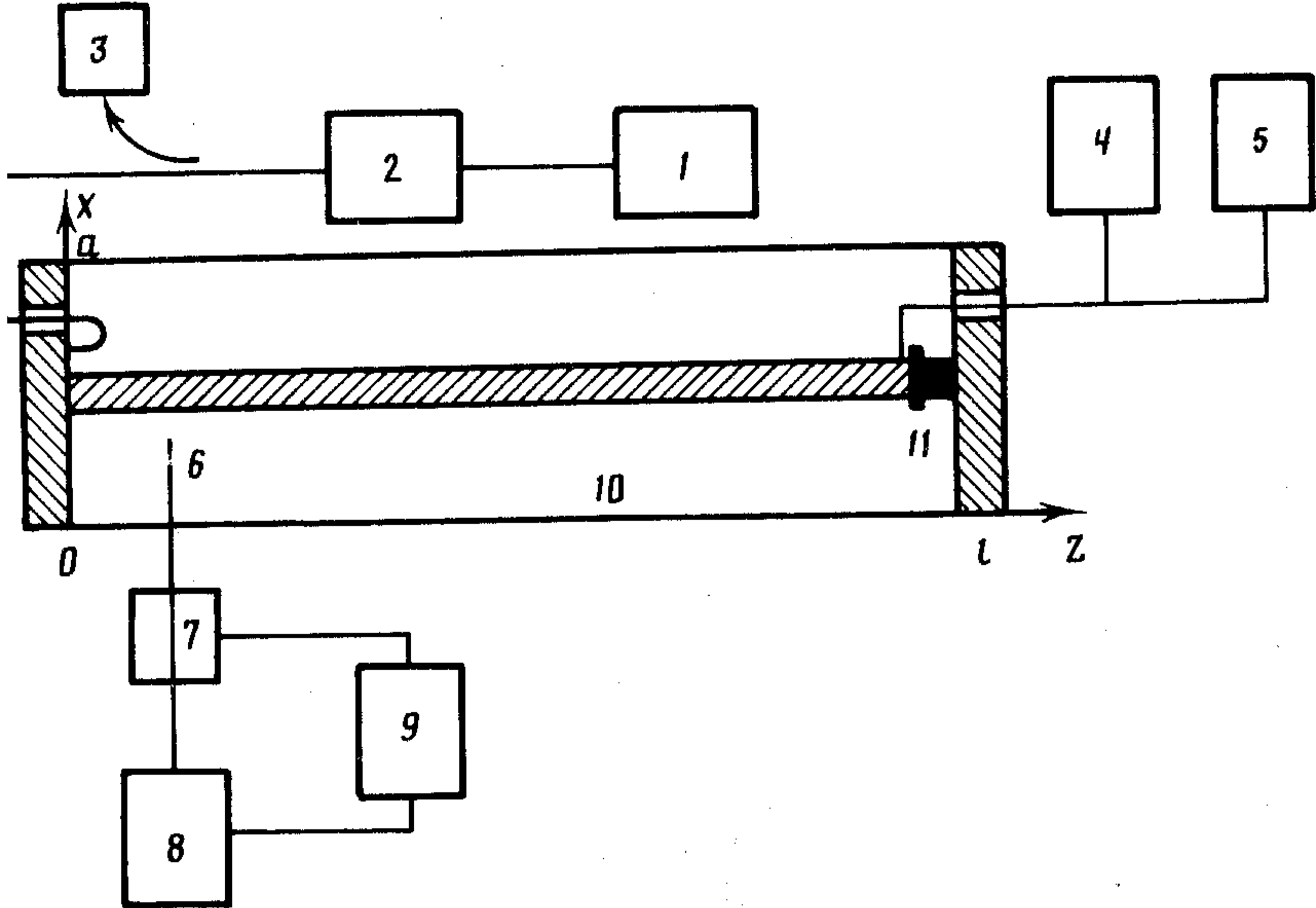


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор стандартных сигналов, 2 – развязывающий аттенюатор, 3 – измеритель падающей мощности, 4 – осциллограф, 5 – анализатор спектра или измеритель мощности, 6 – измерительный зонд, 7 – механизм и датчик перемещения зонда, 8 – измеритель мощности или анализатор спектра, 9 – графопостроитель, 10 – резонатор, 11 – варакторный диод

изображено его сечение плоскостью $Y = b/2$) возбуждался гармоническим сигналом с помощью петли связи, расположенной в плоскости X, Z при $Z = 0$. Частота первого линейного резонатора исследуемой системы без диода $f_1 = 250$ МГц, с диодом $F_1 = 216$ МГц, добротность без диода ~ 32 , с диодом ~ 12 . Идентификация колебаний проводилась по напряжениям на диоде $U(t)$ и штыревом зонде $U_1(t)$. Зонд был направлен вдоль оси X и перемещался по Z в плоскости $Y = b/2$. С помощью зонда снимали распределения поперечной составляющей поля $E_{\perp} \sim U_1$ вдоль оси Z . Широкополосными измерителями мощности измеряли среднеквадратичные значения U^2 и U_1^2 , осциллографами фиксировали зависимости $U(t)$ и $U_1(t)$ – временные реализации, а с помощью анализаторов спектра – спектры мощности сигналов. Исследования проводили в широком интервале значений параметров внешнего воздействия: падающей мощности P (до 5 Вт) и частоты f_0 (0,05 ... 1,2 ГГц).

Экспериментальное исследование резонатора состояло из следующих этапов: 1) анализ собственных мод электродинамической системы и влияния на них параметров диода при малых P (в линейном режиме); 2) анализ изменения выделенных пространственных мод и резонансных свойств системы при увеличении падающей мощности; 3) сопоставление полученных данных с результатами наблюдения спектров и временных реализаций процессов в различных точках системы в относительно широком диапазоне частот.

На рис. 2 приведена зависимость среднеквадратичного напряжения на диоде $\overline{U^2}$ от частоты возбуждающего сигнала f_0 при постоянном уровне падающей мощности (резонансные характеристики). На оси f_0 рис. 2, а отмечены частоты резонансов электродинамической системы без диода (четвертьволновые резонансы) f_1, f_3, f_5 и при замене диода короткозамыкающей перемычкой (полуволновые резонансы) f_2, f_4 . После установки в резонатор полупроводникового диода его резонансы и пространственные характеристики в линейном (малосигнальном) режиме близки к характеристикам четвертьволнового резонатора, но частоты

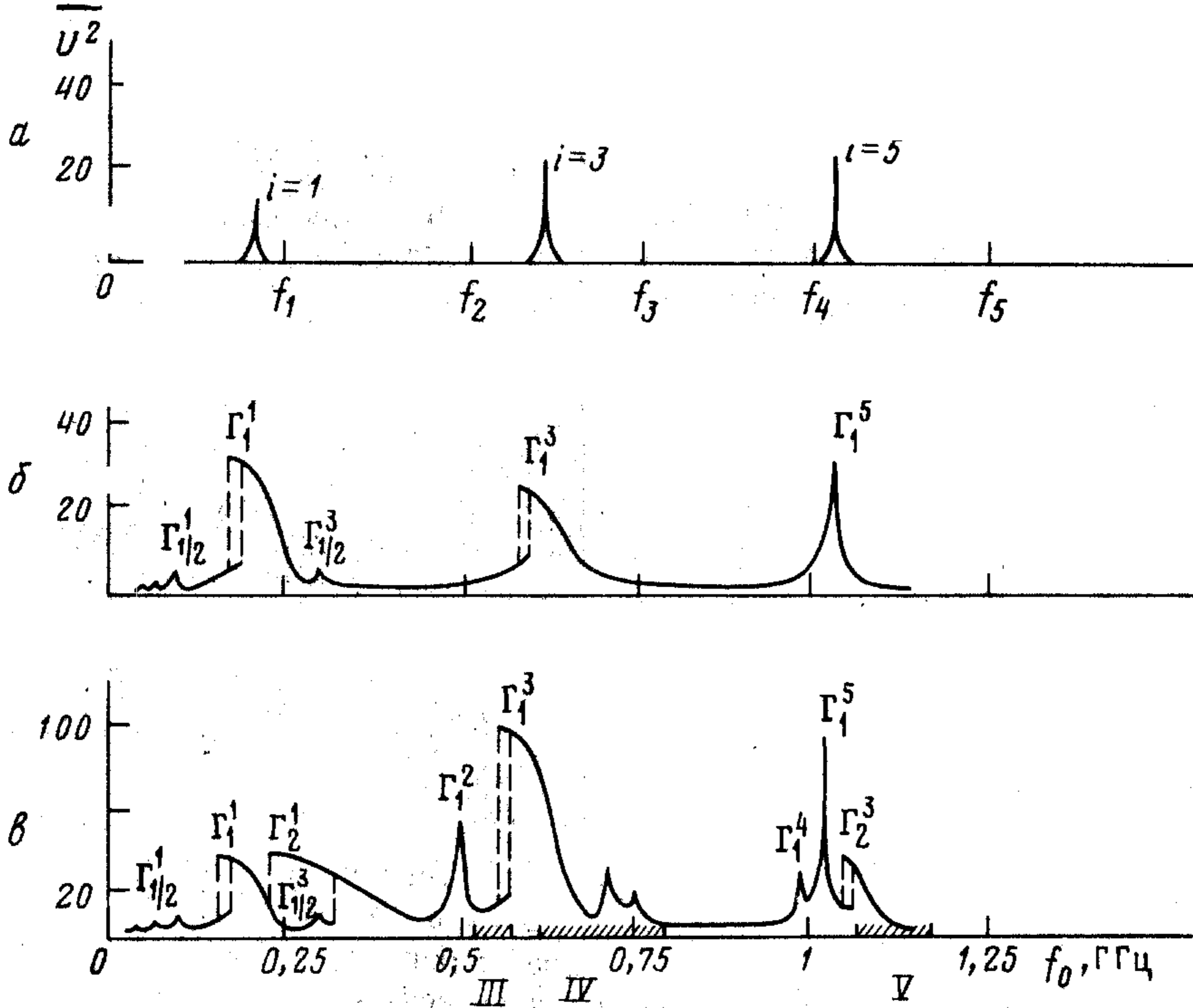


Рис. 2. Резонансные характеристики резонатора с диодом при уровнях мощности $P = 0,1$ (а), $0,3$ (б), 2 Вт (в)

собственных мод F_i , где $i = 1, 3, 5, \dots$, несколько уменьшаются: $F_1 < f_1$ (рис. 2, а). Увеличение падающей мощности P приводит к искривлению описанных резонансных пиков, смещению их в область низких частот и появлению гистерезиса. Кроме того, в системе обнаруживается большое число дополнительных резонансов, для классификации которых необходимо параллельно анализировать временные и пространственные характеристики колебаний.

Проведенные исследования показывают, что с увеличением мощности (нелинейности системы) на базе каждой из линейных мод резонатора рождается несколько циклов (вариантов поведения во времени). При сохранении качественного вида распределения поля для i -й моды каждый из нелинейных циклов имеет присущие только ему временные и спектральные характеристики (см. примеры на рис. 3 и 4). Все циклы i -й моды имеют период T , равный или кратный периоду возбуждающего гармонического сигнала $T_0 = 1/f_0$. Кроме того, один и тот же период T_0 могут иметь несколько циклов, различить которые можно, например, по числу всплесков на интервале T_0 в зависимости U от времени. Для удобства дальнейшего описания введем следующие условные обозначения: Γ_N^i — цикл i -й моды периода NT_0 и $\Gamma_{1/N}^i$ — цикл i -й моды периода T_0 с N всплесками (измерения показывают, что $1/N \sim f_0/F_i$). Примеры некоторых циклов для моды с $i = 1$ приведены на рис. 3, а для $i = 3$ — на рис. 4. Заметим, что зависимость напряжения на диоде от времени $U(t)$ для циклов первой моды похожа на известную зависимость для одномодового аналога исследуемой системы: нелинейного колебательного контура с диодом [3], переход от которого к резонатору можно осуществить, например, растянув провод катушки индуктивности в двухпроводную длинную линию. Нелинейные резонансы с гистерезисом связаны с существованием двух циклов, каждому из которых соответствует свой участок резонансной характеристики; при этом интервал значений пара-

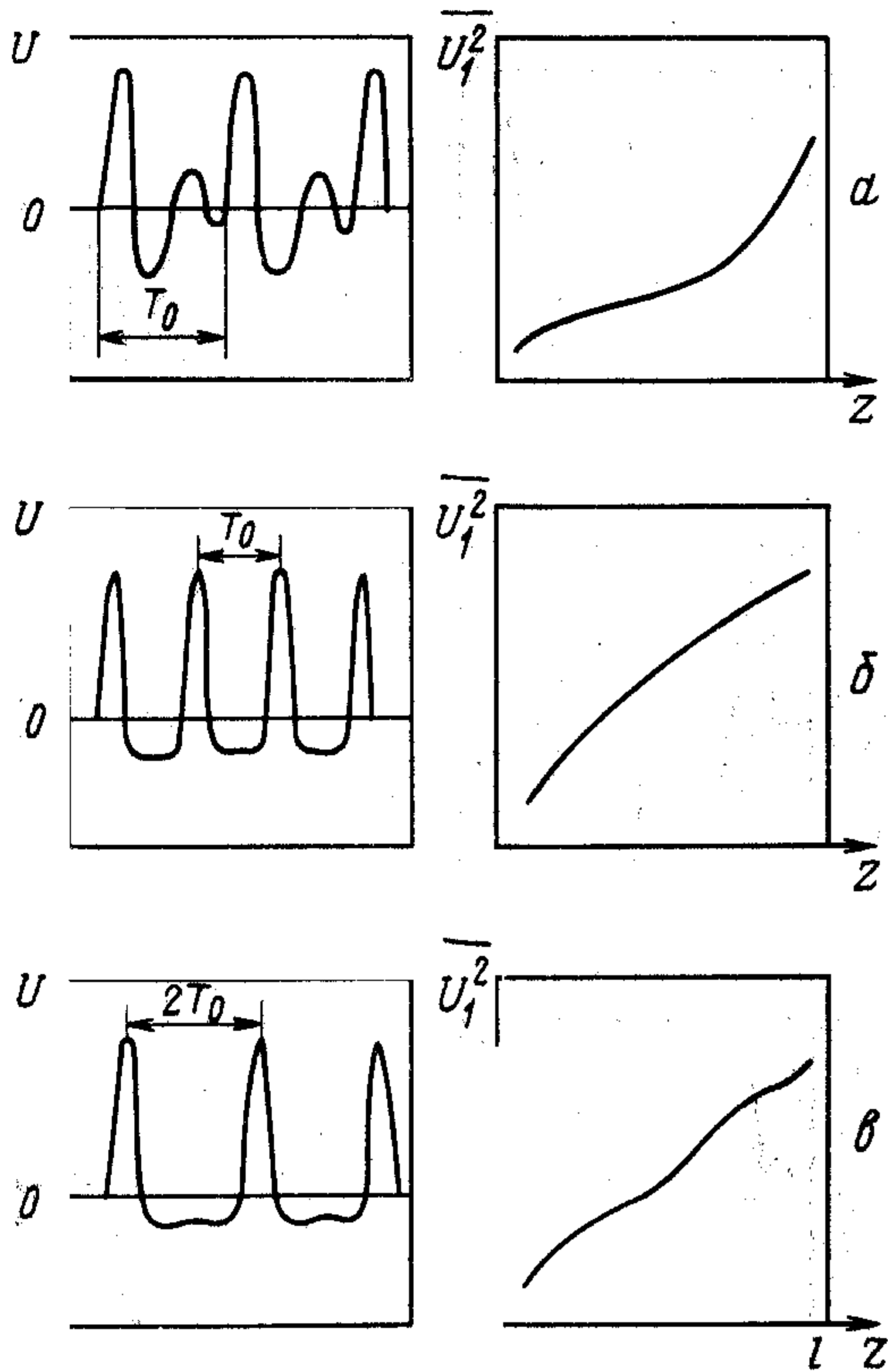


Рис. 3. Временные реализации напряжения на диоде (слева) и распределения электрического поля (справа) циклов моды $i = 1$ для $\Gamma_{1/2}^1$ (а), Γ_1^1 (б), Γ_2^1 (в).

метров, где имеется гистерезис, является областью бистабильности. При меньших мощностях, когда с изменением частоты переход через резонанс мягкий (безгистерезисный), разделять эти циклы не имеет смысла.

При значительном увеличении P (рис. 2, в) некоторые области бистабильности становятся настолько широкими, что "накрывают" соседние резонансы (по видимому, на этих частотах при дальнейшем увеличении P можно ожидать мультистабильность). Кроме того, появляются резонансы на собственных частотах f_2, f_4 ; им соответствует формирование циклов Γ_1^2 и Γ_1^4 с распределением поля, характерным для полуволновых линейных резонансов с минимумами поля в $Z = 0$ и l . Возбуждение этих резонансов можно упрощенно истолковать следующим образом: при высоких уровнях падающей мощности полупроводниковый диод достаточно долго находится в открытом состоянии, имеет относительно большую проводимость и емкость и поэтому "закорачивает" резонатор. В отличие от других эти нелинейные резонансы с ростом p не меняют свою форму, остаются безгистерезисными и не смещаются по частоте.

Каждый из нелинейных циклов занимает в пространстве параметров исследуемой системы свои области существования. На рис. 5 приведена структура разбиения плоскости параметров $P - f_0$ на области характерных колебательных режимов¹. Незаштрихованные области соответствуют периодическим режимам, заштрихованные — квазипериодическим, двойной штриховкой отмечены стохастические колебания; сплошными линиями обозначены области мягких

¹ Изобразить на плоскости $P - f_0$ области различных циклов одного периода, не разделенных линиями жестких переходов, не представляется возможным. Обращаем внимание читателя на то, что приведенная на рис. 2 зависимость соответствует нижней части рис. 5.

Рис. 4. Временные реализации напряжения на диоде (слева) и распределения электрического поля (справа) циклов моды $i = 3$ для $\Gamma_{1/2}^3$ (а) Γ_1^3 (б) Γ_2^3 (в)

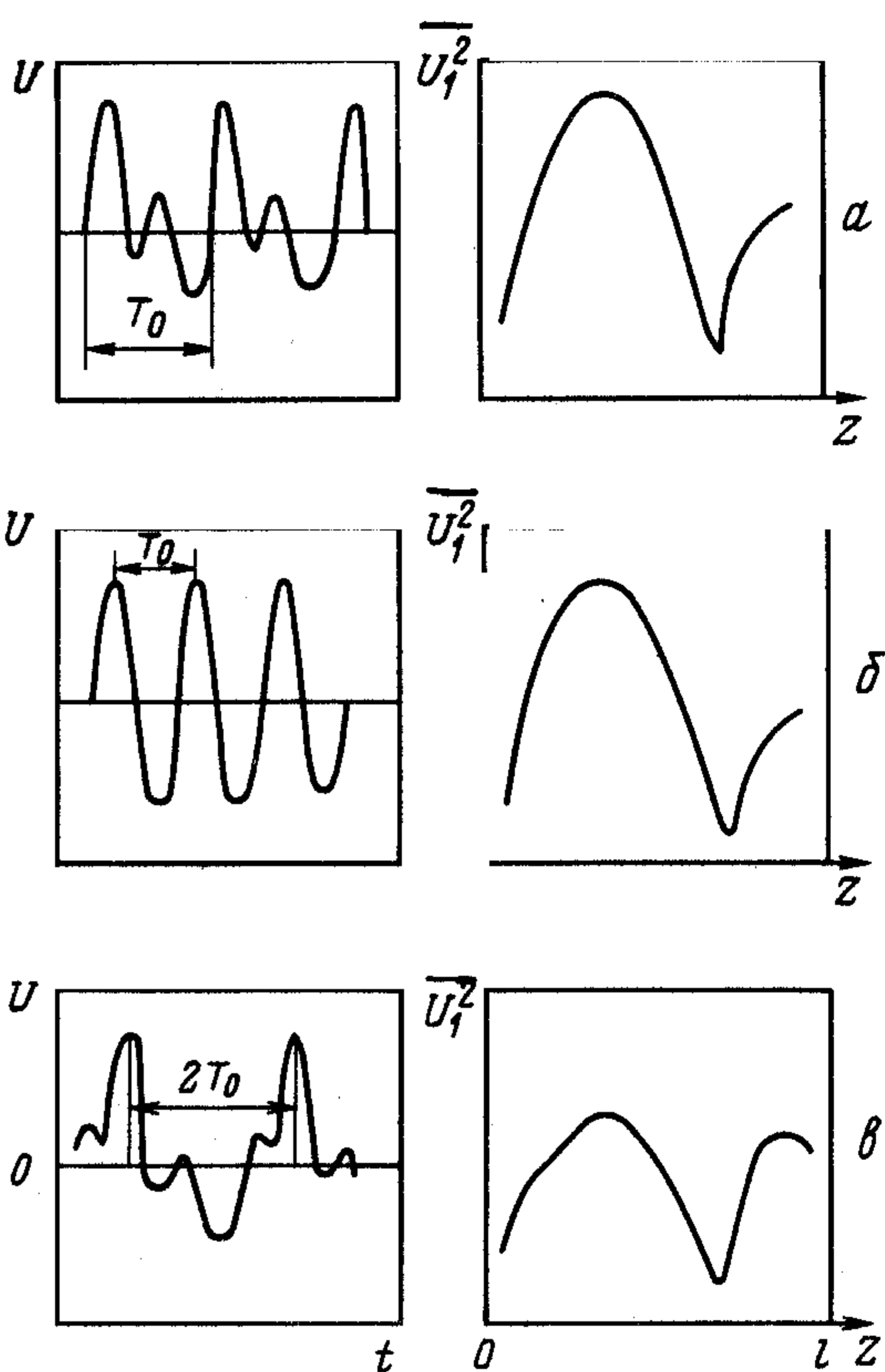
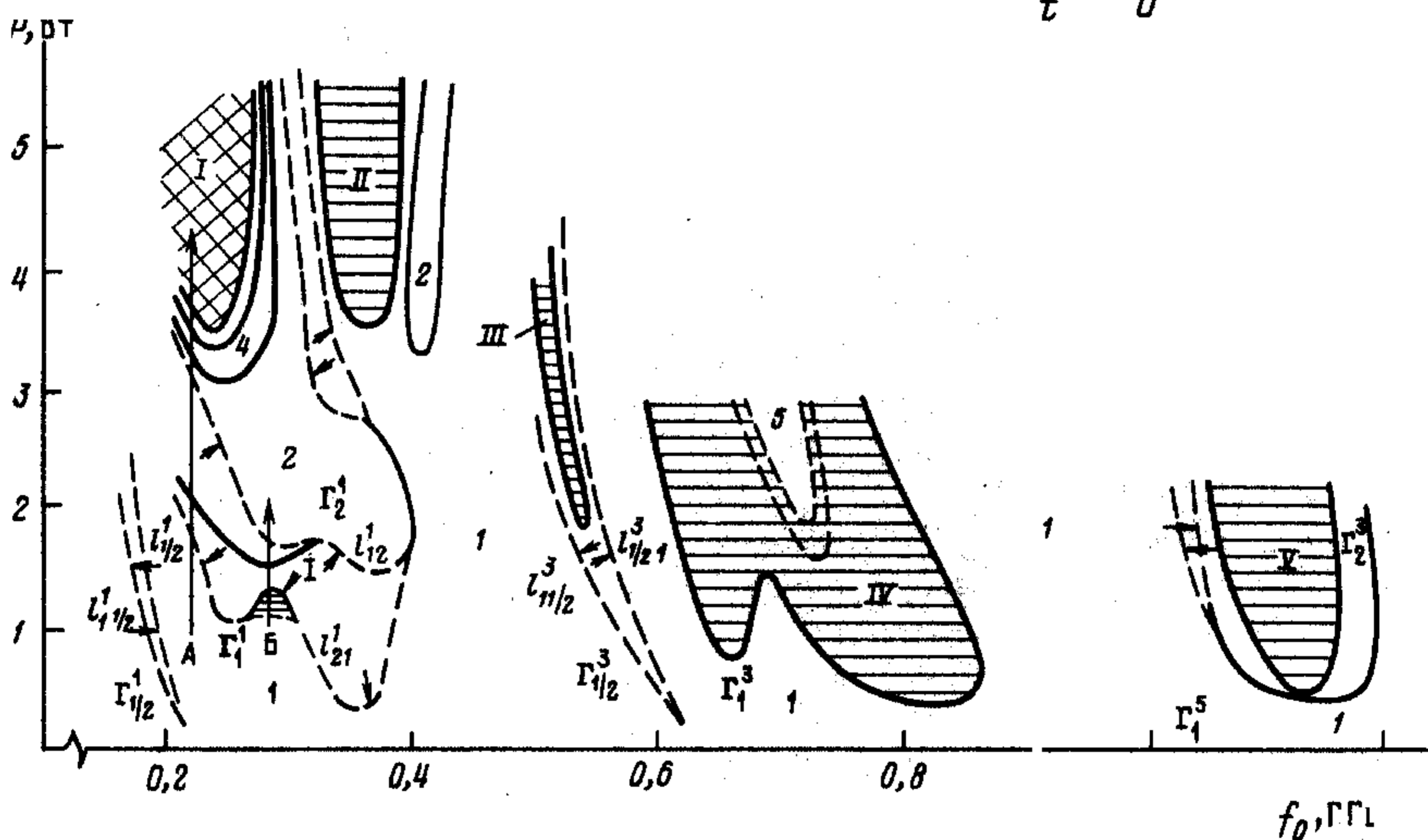


Рис. 5. Структура разбиения плоскости параметров $P - f_0$



бифуркаций, штриховыми — жестких при движении по плоскости в направлении стрелок; арабскими цифрами — период колебаний в единицах периода внешнего воздействия, римскими — условные номера областей квазипериодических колебаний и хаоса, введенные для удобства описания. В зависимости от значений параметров P и f_0 и траектории движения по плоскости в системе можно наблюдать различные колебательные режимы и переходы. Так, на основе циклов первой ($i = 1$) моды происходит переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, тогда как для остальных мод типичен переход через разрушение квазипериодических колебаний.

Проиллюстрируем изменение колебательных состояний системы при движении по плоскости параметров на некоторых примерах. Цикл Γ_1^1 (рис. 3, б), соответствующий точке А на рис. 5, при движении вверх по стрелке на сплошной линии претерпевает удвоение периода, а затем на линии l_{12}^1 жестко сменяется циклом Γ_2^1 (рис. 3, в). При увеличении P цикл Γ_2^1 демонстрирует последовательность удвоений периода, завершающуюся переходом к хаосу при некотором критическом значении. В области хаоса с ростом P продолжается эволюция хаотических колебаний по сценарию, характерному для фейгенбаумовских систем [4]: в спектре мощности происходит размывание бифуркационных субгармоник в порядке, обратном их появлению; при этом наблюдаются "окна устойчивости" периодических режимов. Обратный переход (при уменьшении P) от цикла Γ_2^1 к Γ_1^1 происходит на линии l_{21}^1 . Необходимо отметить, что описанные качественные изменения временного поведения не сопровождаются существенными деформациями распределения электрического поля, т.е. качественными изменениями поведения в пространстве. Заметим также, что структура области на плоскости параметров в окрестности $f_0 \sim F_1$ наиболее близка к аналогичной для колебательного контура [5]. Но даже в области существования циклов Γ_1^1 и Γ_2^1 наблюдаются нетипичные для одномодовой системы переходы. Так, при движении из точки Б вверх по плоскости на линии l_{12}^1 цикл Γ_1^1 жестко сменяется циклом Γ_2^1 , а при обратном движении наблюдается рождение квазипериодических движений (область I), которые на линии l_{21}^1 жестко сменяются циклом Γ_1^1 .

В областях II, IV, V наблюдаются квазипериодические колебания, резонансные движения на торе и хаос. Переходы к хаосу внутри этих областей происходят через разрушение тора. Следует отметить наличие в резонаторе двух характерных видов квазипериодических движений: первый со спектром, типичным для автоколебательной системы при внешнем гармоническом воздействии вне полосы синхронизации, и второй, обнаруженный в двух симметрично связанных и идентичных системах, каждая из которых демонстрирует переход к хаосу через удвоение периода колебаний [6].

Сопоставление структуры плоскости параметров $P - f_0$ с резонансными характеристиками (рис. 2, б, в) показывает, что области квазипериодических колебаний находятся вблизи значений f_0 , где близко расположены пики, соответствующие циклам различных мод. Для сравнения на оси частот рис. 2, в штриховкой отмечены интервалы значений f_0 , при которых в резонаторе возбуждаются квазипериодические колебания. Из рисунка видно, что рядом с диапазоном частот, где на резонансной кривой существуют пики циклов Γ_1^5 , Γ_2^3 , Γ_1^4 , расположена область квазипериодических колебаний V, а рядом с областью IV расположены пики циклов Γ_1^3 , Γ_1^2 . По-видимому, данные квазипериодические движения могут быть объяснены как результат взаимодействия циклов различных мод резонатора на нелинейности полупроводникового диода.

Сравнение результатов исследования резонатора на основе симметричной линии с данными [2] для коаксиального резонатора позволяет говорить об их качественном соответствии, а наблюдающиеся различия объясняются более высоким уровнем диссипации резонатора на основе симметричной линии. Отмеченное соответствие позволяет предположить, что представленная в работе картина нелинейных колебательных режимов должна иметь место и в других электродинамических резонансных системах с нелинейностью на границе, характерной для варакторного диода с $p - n$ -переходом.

Выражаем свою признательность В.В. Астахову, С.П. Кузнецову, Д.И. Трубецкову и Д.А. Усанову за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лукин К.А., Майстренко Ю.Л., Шарковский А.Н., Шестопалов В.П. Одномерные начально-краевые задачи электродинамики с нелинейными граничными условиями: Препринт № 87.39. Киев: Ин-т математики АН УССР, 1987.
2. Астахов В.В., Безручко Б.П., Пономаренко В.И., Селезнев Е.П. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1987. Ч. 2. С. 28.
3. Астахов В.В., Безручко Б.П., Селезнев Е.П. // РЭ. 1987. Т. 32. № 12. С. 2558.
4. Фейгенбаум М. // Успехи физ. наук. 1983. Т. 141. № 2. С. 343.
5. Buskirk R., Jeffries C. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. № 5. P. 3332.
6. Астахов В.В., Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Селезнев Е.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 1. С. 37.

Поступила в редакцию
22.08.90