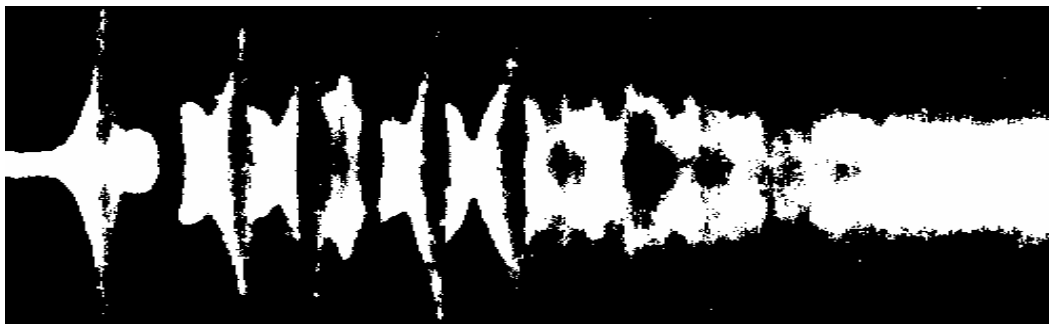


САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра электроники, колебаний и волн
Колледж прикладных наук

**Автомодуляционные явления и хаос
при взаимодействии электронов с обратной волной**

(учебно-методическое пособие)



Саратов, 1998

УДК 534.1

Автомодуляционные явления и хаос при взаимодействии электронов с обратной волной: (учебно-методическое пособие)
С.А.Астахов, Б.П.Безручко, А.В.Зборовский, Н.М.Рыскин —
Саратов, Издательство ГосУНЦ «Колледж», 1998. 22 с.

На примере среды с аномальной дисперсией, в которой движущиеся электроны взаимодействуют с электромагнитной волной, с помощью физического и компьютерного экспериментов иллюстрируется ряд фундаментальных понятий теории волн и нелинейной динамики: абсолютная и модуляционная неустойчивости, автоколебания, автомодуляция, сценарии перехода к хаосу. Рассматриваемая система является основой генератора СВЧ гармонических сигналов — лампы обратной волны. Это популярное в СВЧ электронике устройство рассматривается в работе как типичный представитель распределенных автоколебательных систем, с характерными для нелинейного мира особенностями поведения. Работа обеспечивает практические части курсов «Физика волновых процессов» для студентов физического факультета и «Линейные волны», «Нелинейные волны» — в Колледже прикладных наук.

Составители: С.А.Астахов, д.ф.-м.н. Б.П.Безручко,
к.ф.-м.н. А.В.Зборовский, к.ф.-м.н. Н.М.Рыскин.

Рецензент: к.ф.-м.н. В.И.Пономаренко

Саратовский государственный университет, 1998

1 . В в е д е н и е

Многие процессы, которые исследуются в радиофизике и электронике, в механике жидкостей и газов, физике плазмы, а также явления, типичные для химии, биологии или ранее считавшиеся предметом внимания лишь социологов, можно рассматривать с единых позиций как *автоколебания* в *распределённых* системах. Автоколебания возникают в неконсервативных системах в результате развития *неустойчивостей*; при этом параметры установившихся волновых или колебательных движений определяются самой системой и не зависят от конечного изменения начальных условий [1]. Даже при беглом анализе бросается в глаза поразительное сходство между автоколебательными режимами и сценариями их эволюции при изменении параметров, например, в электронных приборах и гидродинамических потоках, в квантовых генераторах и некоторых химических системах. Так, движение жидкости между двумя коаксиальными цилиндрами, из которых внутренний вращается (течение Куэттэ рис.1), следующим образом меняется при увеличении числа Рейнольдса Re .

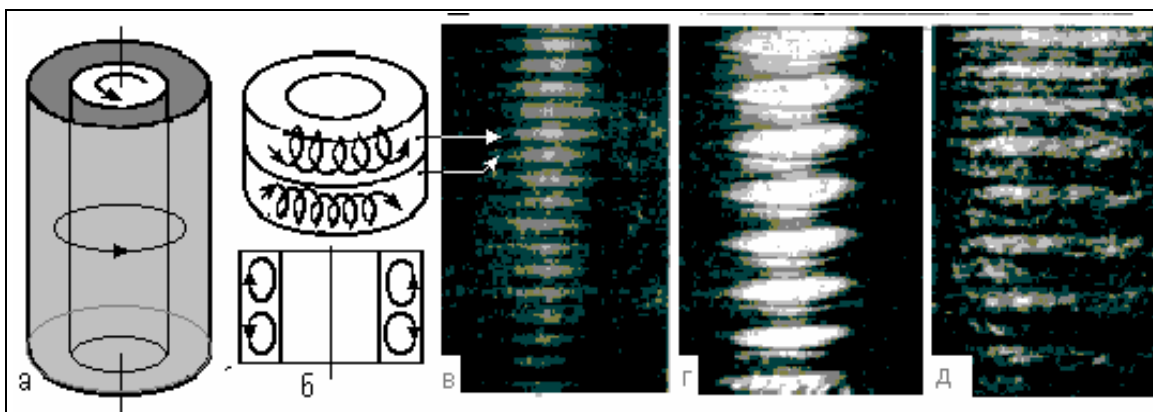


Рис.1. Течение Куэттэ: схема эксперимента и вид однородного течения (а), траектории движения частиц жидкости в вихрях Тейлора (б) и вид этого течения (в), изгибные азимутальные волны (г), слабая турбулентность (д).

$Re = \Omega \cdot R_1 (R_2 - R_1) / \nu$, где Ω — угловая скорость вращения внутреннего цилиндра, R_1 , R_2 — радиусы внутреннего (вращающегося) и внешнего цилиндров, ν — кинематическая вязкость. При малых $Re < Re_1$ течение однородно — все частицы жидкости движутся по круговым траекториям (рис 1а). При $Re = Re_1$ имеет место бифуркация — однородное течение теряет устойчивость и происходит его расслоение на «бублики» — вихри Тейлора (рис.1б,в). В соседних вихрях частицы вращаются в разные стороны. Такое течение существует в интервале $Re_1 < Re < Re_2$. После Re_2 «бублики» изгибаются — азимутальные волны (рис.1д), а при числах Рейнольдса больших некоторого критического, это сложное, но регулярное, упорядоченное движение жидкости заменяется турбулентным (рис.1д). Степень упорядоченности такого течения уменьшается с увеличением управляющего параметра. Описанной **последовательности бифуркаций (сценарию)** соответствуют следующие качественные изменения спектров мощности: образование вихрей сопровождается появлением спектральной составляющей на частоте ω_1 , азимутальных волн — дополнительной составляющей на частоте ω_2 , переход к турбулентности — переходом от дискретного спектра к сплошному.

Аналогичная последовательность сменяющих друг друга режимов, заканчивающаяся турбулентностью, наблюдается при обтекании препятствий, термоконвекции и во многих других не только гидродинамических примерах. Общим является появление в спектрах перед переходом к турбулентному хаосу одной, двух (бывает и трех) несоизмеримых (ω_1/ω_2 — бесконечная непериодическая десятичная дробь) частот и их комбинационных составляющих. Учитывая, что периодическому движению в фазовом пространстве соответствует предельный цикл, а двухчастотному — квазипериодическому — двумерный тор (трехчастотному — тор трёхмерный), данный сценарий в

нелинейной динамике называют переходом к хаосу «*через разрушение квазипериодических движений*» или «*через разрушение тора*». Известно, что в системах конечным числом степеней свободы (конечномерных) типичными сценариями перехода к хаосу, кроме описанного, являются *последовательность бифуркаций удвоения периода* и переход *через перемежаемость*. В первом случае в движениях системы присутствует единственный характерный временной масштаб T_1 , а в спектре — соответствующая ему частота $\omega_1 = 2\pi/T_1$ и ее высшие гармоники $n \cdot \omega_1$, где $n=2,3,4,\dots$, и субгармоники ω_1/m , где $m=2,4,8,\dots$). Во втором случае перемежаются во времени стадии регулярного движения и хаотического. Перечисленные сценарии перехода к хаосу описывают эволюцию некоторого характерного периодического движения (цикла), но не относятся к так называемым «*жестким переходам*» — когда описанные последовательности прерываются и система переходит к регулярным или хаотическим движениям на основе другого характерного цикла. Такая ситуация обычно сопровождается гистерезисом и резкими скачкообразными изменениями наблюдаемых величин.

В отличие от конечномерных систем, о нелинейной динамике которых известно очень много (см. [2,3] и имеющуюся в них обширную библиографию), исследования сложного и хаотического поведения распределенных (бесконечномерных) систем, в том числе и гидродинамической турбулентности, продолжается. Пока не выделены свойственные лишь бесконечномерным системам виды поведения. Что касается бесконечномерных математических моделей — уравнений в частных производных, то при их исследовании имеет место сведение к конечномерным аналогам: к системам обыкновенных дифференциальных уравнений с помощью модового подхода или к разностным схемам и их численному исследованию на ЭВМ. Конечномерными являются и модели в виде цепочек или

решеток связанных точечных отображений и клеточные автоматы.

Целью данной работы является знакомство со сложными регулярными и хаотическими движениями в распределенной автоколебательной системе «электронный поток — обратная электромагнитная волна». Взаимодействия движущихся электронов с волной, фазовая и групповая скорости которой направлены в противоположные стороны, лежит в основе лампы обратной волны волны*. Мы будем рассматривать в ЛОВ лишь эффекты, достаточно типичные для распределенных автоколебательных систем, отвлекаясь от проблем формирования и сопровождения электронного потока, обеспечения эффективного взаимодействия, сбора «отработавших» электронов и т.д., которые приходится решать создателям промышленных образцов ЛОВ. Являясь элементом природы, хотя и созданным человеческими руками, эта система носит в себе фундаментальные свойства нелинейного мира. Но, в отличие от более «медленных» гидродинамических систем, в экспериментах с которыми накопление достаточно информативных временных реализаций длится в экспериментах дни и недели, СВЧ система с характерными временными масштабами порядка 10^{-6} – 10^{-9} с позволяют проводить анализ процессов в реальном времени.

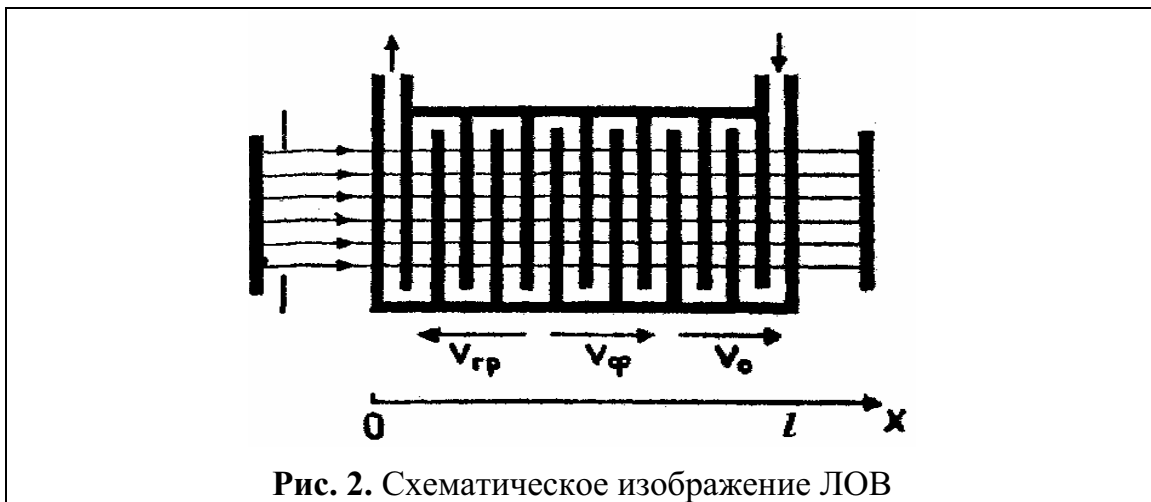
* По «профессии» ЛОВ — СВЧ генератор, преобразующий энергию источников постоянного напряжения в энергию высокочастотных колебаний. Широкий диапазон электронной перестройки частоты современных ЛОВ (октава и больше) позволяет использовать эти лампы в качестве гетеродинов, перестраиваемых напряжением. В конце 70-х ЛОВ,

электронный поток в которых создавался сильноточными ускорителями, считались одними из самых перспективных релятивистских СВЧ приборов О-типа [4].

2. Колебательно-волновые явления в лампе обратной волны

ЛОВ уже более 40 лет. Первое сообщение о возможности создания такого прибора прозвучало в июне 1952 г. на международной конференции по электронным приборам в Оттаве, где Рудольф Компфнер (США) предложил использовать обратную волну для создания генератора на основе ЛБВ [5]. Эта идея возникла у Компфнера при анализе причин самовозбуждения ЛБВ-усилителей. На той же конференции было заявлено, что французскими исследователями создана генераторная лампа, названная карсинотроном (от греческого слова Καρκινοζ — “рак, пятящийся назад”).

Своим названием ЛОВ обязана встречному движению электронов и потока мощности электромагнитной волны (рис.2).



Групповая скорость волны $v_{гр}$ противоположна скорости электронов v_0 , а синхронизм обеспечивается с обратной пространственной гармоникой поля ($v_{φ} \approx v_0$). Взаимодействие электронов с синхронной волной приводит к нарастанию её амплитуды в направлении распространения — от коллекторного конца к пушечному. Сгруппированный полем электронный поток “сносит” это возмущение назад к коллектору, замыкая таким

образом кольцо внутренней обратной связи. Этот механизм приводит к развитию *абсолютной неустойчивости* в системе “электронный поток — обратная электромагнитная волна” и ответственен за возникновение генерации в ЛОВ. Уровень обратной связи определяется параметром $L = 2\pi CN$, где $C = \sqrt[3]{I_0 R_{ce} / 4U_0}$ — параметр усиления Пирса, $N = l/\Lambda$ — длина лампы в замедленных длинах волн, R_{ce} — сопротивление связи на частоте Ω , I_0 — постоянная составляющая тока пучка, U_0 — ускоряющее напряжение. L является параметром неравновесности, играет в ЛОВ роль аналогичную параметру Рейнольдса для гидродинамических систем, и будет использоваться нами в качестве единственного управляющего параметра. Влиянием пространственного заряда, отражений и диссипации в дальнейшем пренебрежем, т.к. для ослабления влияния этих факторов были предприняты меры при подготовке лабораторных макетов.

При малых $L < L_1$ устойчиво стационарное состояние системы, в котором поле на выходе лампы определяется интерференцией волн, возбужденных в замедляющей системе отдельными электронами. При этом сигнал на выходе ЛОВ шумоподобен — имеет малую интенсивность, а мощность (порядка 10^{-10} Вт) распределена в широком частотном интервале. Частота и уровень основного максимум спектральной плотности мощности зависит от величины L . При $L \rightarrow 0$, когда воздействие поля на электроны пренебрежимо мало, положение максимума в спектре соответствует невозмущенному углу пролета электронов и волны $\phi_0 = 0$, а при $L \rightarrow L_1$, когда воздействие поля становится существенным и происходит группировка электронов, положение максимума ω_0 соответствует выполнению условий наиболее эффективного взаимодействия $\phi_0 \rightarrow -\pi$. Последнее соответствует условиям нахождения электронов за время пролета пространства взаимодействия все время в тормозящей фазе поля. На рис.3 приведен качественный вид зависимости коэффициента

усиления ЛОВ от частоты для различных значений L . На частоте ω_0 при $L = L_1$ ЛОВ самовозбуждается — система переходит в новое состояние, в котором электроны сгруппированы в сгустки, а возбужденные ими волны за счет такой кооперации суммируются, обеспечивая значительный уровень поля на выходе (интегральная мощность выходного сигнала имеет порядок 10^{-6} — 10^{-3} Вт). В спектре мощности при этом выделяется пик на частоте ω_0 . Одночастотный

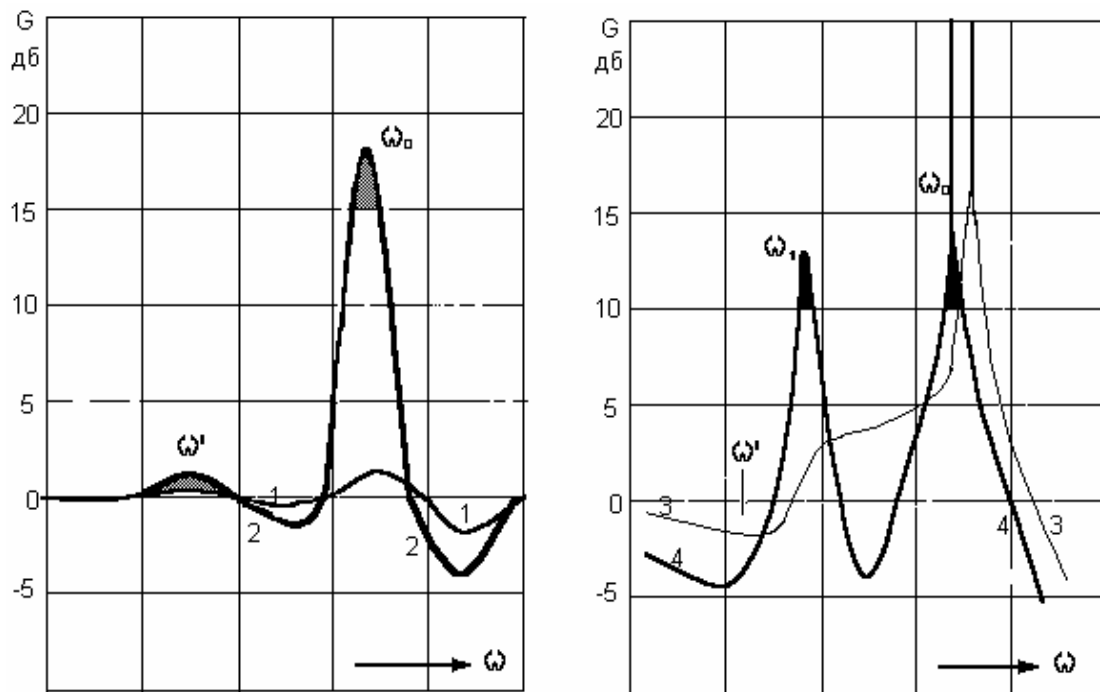


Рис.3. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала G , поданного на вход ЛОВ, от его частоты ω при различных L : 1) $L \ll 1$, 2) $L < L_1$, 3) $L_1 < L < L_2$, 4) $L \approx L_2$.

режим (квазигармонические колебания) существует в интервале значений параметра $L_1 < L < L_2$, причем, с увеличением параметра растет уровень высших гармоник, но дополнительные частоты в спектре не возникают. Новая частота ω_1 появляется в спектре при $L \approx L_2$ после следующей бифуркации, когда в связи

с развитием *модуляционной неустойчивости* квазигармонический режим сменяется режимом автомодуляции. Причиной автомодуляции является перегруппировка электронов в поле электромагнитной волны большой амплитуды (принципиально нелинейный эффект) и запаздывание реакции системы — электронный поток — обратная волна на начало действия нелинейности. Долгое время считали, что появление дополнительной частоты связано с возбуждением высшего вида колебаний на частоте ω^1 , соответствующей $\phi_0 = -3\pi$, как предсказывает линейная теория. Нелинейная природа автомодуляции частности, непосредственно подтверждается результатами экспериментальных исследований усиления слабого сигнала, поданного на вход ЛОВ (рис.3). При еще больших значениях L в спектре автомодуляции при некотором значении $L = L_3$ появляется дополнительная частота ω_2 , т.е. процесс становится квазипериодическим. Появление ω_2 и ее величина определяется наличием отражений электромагнитной волны от концов замедляющей системы. При рациональном отношении частот автомодуляции ω_1 / ω_2 (резонанс на торе) этот процесс является периодическим. Дальнейшее увеличение управляющего параметра L приводит к стохастизации колебаний ЛОВ. Переход к хаосу происходит в общем случае через разрушение квазипериодических движений, а в случае резонанса на торе — через последовательность бифуркаций удвоения периода.

На рис.4 представлены фотографии осциллограмм процесса установления колебаний и СВЧ спектры выходного сигнала в установившемся режиме. Светлое заполнение осциллограмм соответствует основной частоте генерации ω_0 (порядка нескольких сотен МГц). Рисунок иллюстрирует все обсуждавшиеся выше автоколебательные режимы ЛОВ: аб) — квазигармонической генерации, вг) — одно- и де) — многопериодической автомодуляции, жзик) — хаотической

автомодуляции. Следует обратить внимание на характер переходных процессов в случае хаотических автоколебаний — начальный участок осциллограмм (процесс установления) имеет чёткие очертания, в то время как дальше картинка размыта. Это является следствием двух причин. Во-первых, наблюдаемая осциллограмма является результатом наложения большого числа временных реализаций, с немного отличающимися, вследствие тепловых флуктуаций, начальными условиями.

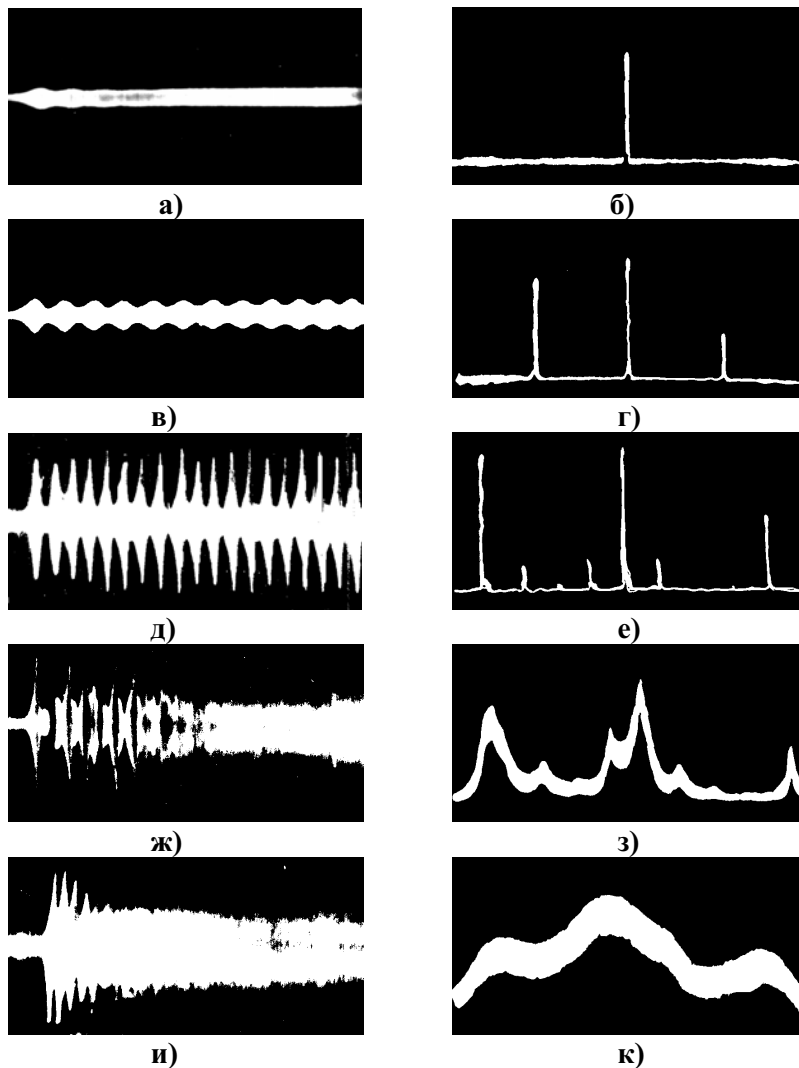


Рис.4. Временные реализации выходного сигнала ЛОВ (слева) и соответствующие им спектры (справа)

Во-вторых, движение на хаотическом аттракторе характеризуется большой чувствительностью к возмущениям начальных условий, поэтому изначально близкие фазовые траектории в течение времени всё больше и больше разбегаются. Это, в свою очередь, прямо и непосредственно свидетельствует о том, что мы имеем дело с детерминированным хаосом, а не с усиленными микрофлуктуациями [9].

3 . Р е з у л ь т а т ы н е л и н е й н о й н е с т а ц и о н а р н о й т е о р и и

Исследуемая теоретическая модель ЛОВ представляет собой согласованный на концах отрезок замедляющей системы длиной l , в который встреливается электронный поток со скоростью v_0 (см. рис.2). Пучок сфокусирован достаточно сильным продольным магнитным полем, так что поперечные движения электронов отсутствуют и можно считать задачу одномерной. Пренебрежём также влиянием распределенных потерь и пространственного заряда на процессы в генераторе.

Пусть условие синхронизма электронов с обратной пространственной гармоникой выполнено на частоте Ω :

$$v_{\phi}(\Omega) = v_0.$$

Тогда в узкой полосе частот вблизи Ω поле в замедляющей системе можно представить в виде:

$$E(x, t) = \text{Re} \{ \tilde{E}(x, t) e^{i\Omega(t - x/v_0)} \}.$$

Здесь $\tilde{E}(x, t)$ — комплексная амплитуда, описывающая динамику огибающей во времени и пространстве.

При сделанных предположениях процессы в ЛОВ описываются системой уравнений в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \xi} = -\frac{L}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\alpha \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = -L^2 \operatorname{Re} F e^{i\theta}, \quad (16)$$

Граничные и начальные условия:

$$F|_{\tau=0} = F(\xi, 0), \quad F|_{\xi=1} = 0, \quad \theta|_{\xi=0} = \alpha, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0$$

Введены обозначения:

$\xi = x/l$ — нормированная на длину лампы продольная координата, $\tau = \frac{t - x/v_0}{l/v_0 + l/v_{\text{пр}}}$ — безразмерное время,

$F(\xi, \tau) = \frac{\tilde{E}v_0}{2\Omega U_0 C^2}$ — безразмерная амплитуда поля, $\theta(\xi, \tau, \alpha)$ —

фаза электрона в точке ξ в момент времени τ , имеющего начальную фазу α . $L = 2\pi CN$ — безразмерная длина лампы (основной параметр теории).

Уравнение (1a) представляет собой уравнение возбуждения замедляющей системы первой гармоникой сгруппированного тока (интеграл в правой части), (16) — уравнение движения электронов в поле синхронной волны. Как нетрудно видеть, эти уравнения содержат лишь один безразмерный параметр $L = 2\pi CN$. Поэтому в рассматриваемой модели (не учитывающей потерь, отражений, пространственного заряда и релятивистских факторов) динамика ЛОВ целиком определяется этим параметром. Рис.5 иллюстрирует процессы в генераторе при различных значениях L (результаты численного моделирования). Так, при $L < 1.98$ колебания не возбуждаются и с течением времени вдоль пространства взаимодействия устанавливается однородное

распределение поля ничтожно малой амплитуды (рис.5аб). Приблизительно при $L=1.98$ ($CN = 0.314$) происходит самовозбуждение ЛОВ и в диапазоне $1.98 < L < 2.9$ она генерирует колебания постоянной амплитуды (рис.5в). В фазовом пространстве огибающей этому режиму соответствует состояние устойчивого равновесия. При этом распределение поля вдоль пространства взаимодействия принимает характерный для ЛОВ вид — с максимумом на пушечном и минимумом на коллекторном конце (рис.5г). Когда L достигает значения 2.9, режим одночастотной генерации становится неустойчивым и появляется автомодуляция (рис.5д) (из состояния равновесия рождается предельный цикл). На рис.5е видно, что в режиме автомодуляции пространственное распределение поля меняется во времени и максимумам в выходном сигнале соответствует поступление на пушечный конец замедляющей системы очередного “гребня” поля. Как показали подробные численные исследования [8], при дальнейшем увеличении параметра L рассматриваемая однопараметрическая модель ЛОВ демонстрирует переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции (в окрестности $4.02 < L < 4.11$). В точке $L=4.333$ реализация снова становится периодической, затем — квазипериодической с двумя несоизмеримыми частотами. Дальше происходит переход к хаосу через разрушение двумерного тора. На рис.5ж приведена временная реализация, соответствующая области развитого хаоса, а рис.5з иллюстрирует сложность пространственно-временной динамики поля в режиме хаотической автомодуляции в ЛОВ.

Как уже отмечалось, механизм автомодуляции в ЛОВ связан с нелинейной перегруппировкой электронов и запаздыванием реакции системы на начало действия нелинейности. Перегруппировка приводит к тому, что вблизи коллекторного конца лампы первая гармоника тока падает почти до нуля, а, следовательно,

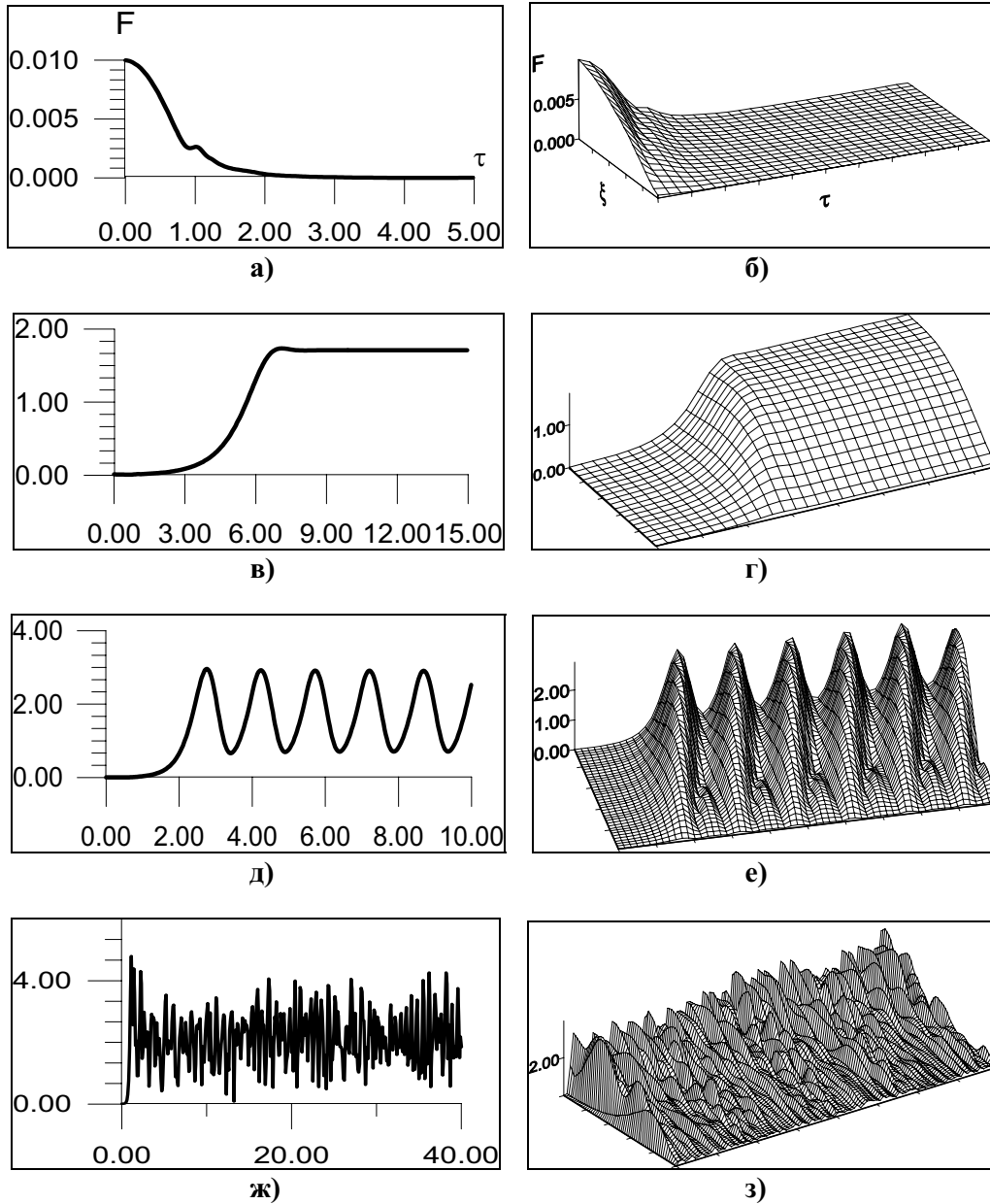


Рис.5. Временные реализации огибающей выходного сигнала ЛОВ (слева) и пространственно-временная динамика поля (справа)
а,б) — $L=1.4$ (предгенерационный режим),
в,г) — $L=2.4$ (одночастотная генерация),
д,е) — $L=3.2$ (одночастотная автомодуляция),
ж,з) — $L=6.7$ (хаотическая автомодуляция),

появляется минимум и в наведённом поле. Это возмущение ВЧ поля распространяется по замедляющей системе в сторону пушки с групповой скоростью и за время порядка l/v_{gp} достигает выхода прибора. Вследствие этого поступающие в пространство взаимодействия электроны оказываются слабо сгруппированными. Они, а, следовательно, и минимум ВЧ тока, достигнут коллектора через время l/v_0 и процесс повторится. Поэтому период автомодуляции оказывается величиной порядка

$$T \approx l/v_0 + l/v_{gp}.$$

Более точные оценки показывают, что для частоты автомодуляции (в момент её появления) справедлива формула:

$$F_{AM} = \frac{0.67 \cdot v_0/l}{1 + v_0/v_{gp}}.$$

Можно показать, что при выполнении условия синхронизма из формулы $v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$ и определения групповой скорости $v_{gp} = \partial \Omega / \partial k$ следует соотношение

$$1 + v_0/v_{gp} = \frac{1}{2} \frac{d(\ln U_0)}{d(\ln f_n)}, \quad (2)$$

с помощью которого по известной из эксперимента зависимости $f_n(U_0)$ можно определить частоту автомодуляции.

3 . Э к с п е р и м е н т а л ь н а я ч а с т ь

§ 3.1 Лабораторная установка

Исследуемый макет ЛОВ имеет замедляющую систему в виде решёток, соединённых через одну индуктивными переключками (система встречно-штыревого типа). Разделение электронного потока на несколько пролётных каналов позволяет при суммарном сечении пучка около 3 см^2 ослабить влияние пространственного заряда. Для снижения пусковых значений тока, а также с целью создания условий для эффективной

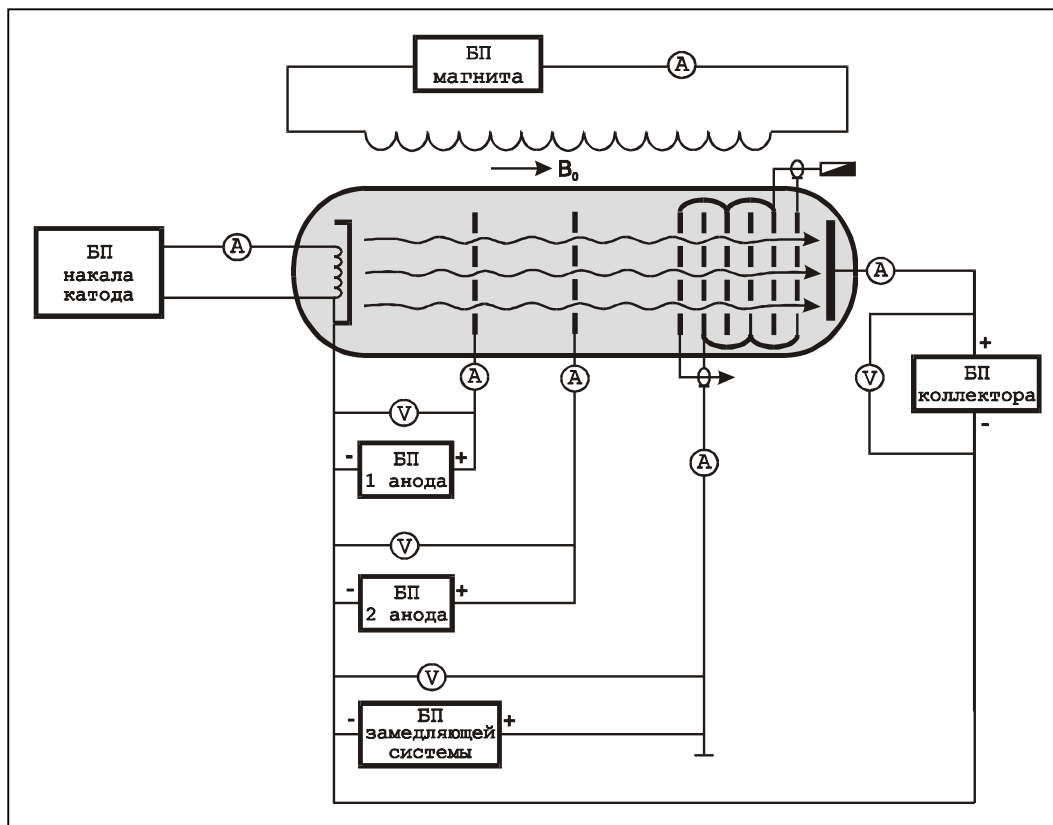
перегруппировки электронов, лампа имеют увеличенную длину пространства взаимодействия ($N \approx 9$ на низковольтном конце диапазона).

Для достижения удовлетворительного токопрохождения на коллектор макет погружен в продольное фокусирующее магнитное поле величиной порядка 800 Гс. Также имеется устройство, позволяющее менять положение макета в магнитном поле и осуществлять точную юстировку. В рабочем диапазоне напряжений удаётся достичь коэффициента токопрохождения порядка 80%.

Схема подключения источников питания макета приведена на рис.6. Управляющими параметрами системы являются ток пучка I_0 (складывающийся из тока коллектора и тока в цепи питания замедляющей системы, обусловленного оседанием на неё электронов) и потенциал замедляющей системы относительно катода U_0 . Ток пучка зависит от потенциалов всех электродов лампы, однако, на практике самое сильное влияние на него оказывает потенциал первого анода. Поэтому регулировка I_0 осуществляется посредством изменения выходного напряжения блока питания первого анода. Потенциал замедляющей системы U_0 задаётся непосредственно соответствующим источником питания. При установке напряжений на остальных электродах следует иметь в виду, что потенциал вдоль всего пространства от катода до коллектора должен монотонно расти. Это необходимо для предотвращения образования потенциальных ям, где могут скапливаются ионы остаточных газов. При работе с блоками питания надлежащей установкой пределов измерений **не допускать** перегрузки миллиамперметров, что может вызвать срабатывание защиты и отключение приборов.

На рис.7 представлена схема СВЧ тракта и измерительной части установки. К коллекторному концу ЛОВ подключена согласованная нагрузка, с пушечного конца через развязывающий ферритовый вентиль и направленный

ответвитель исследуемый сигнал поступает на измерительную



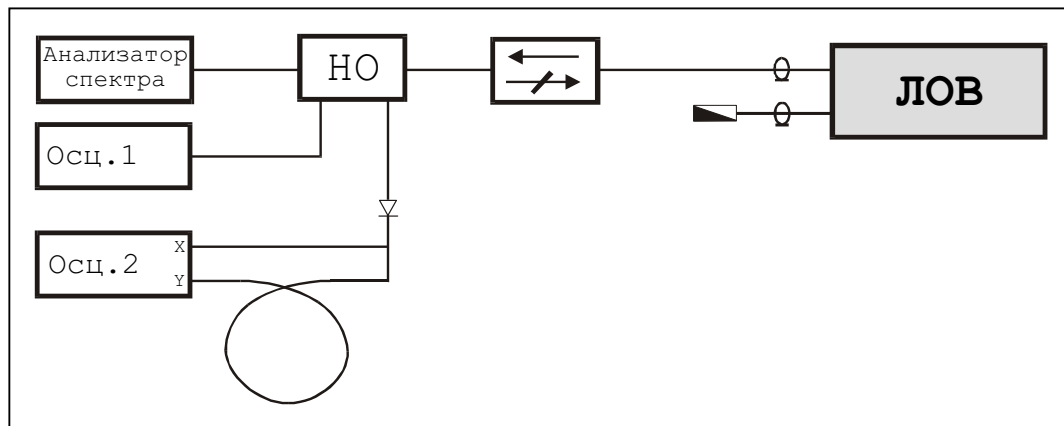
аппаратуру.

Анализатор спектра С4-60 позволяет исследовать полный СВЧ спектр сигнала в диапазоне от 0 до 1.5 ГГц. В работе предполагается измерение абсолютных значений частот, а также интервалов между частотными компонентами спектра. Отсчёты можно производить как по цифровым показаниям анализатора при совмещении нужной компоненты с нулевой меткой, так и по калиброванной шкале на экране.

На экране высокочастотного осциллографа С1-75 (Осц.1 на рис.7) можно наблюдать временную реализацию выходного СВЧ сигнала ЛОВ. Для получения устойчивой картины необходимо следить за уровнем синхронизации и при

Рис. 6. Схема подключения источников питания макета.

необходимости регулировать его ручкой на панели



осциллографа.

Рис. 7. СВЧ схема лабораторной установки.

После выделения огибающей кристаллическим детектором, низкочастотный сигнал (в полосе не более 100 МГц) разветвляется и поступает на X и Y входы осциллографа С1-92 для получения двумерной проекции фазового портрета. При этом на Y вход сигнал приходит задержанным приблизительно на 0.01 мкс (четверть периода автомодуляции) отрезком кабеля длиной 2-3 м. На экране формируется восстановленный фазовый портрет огибающей.

Таким образом, имеется возможность идентифицировать колебательные режимы по временной реализации, спектру и фазовому портрету.

§ 3.2 Порядок проведения работы

1. Подготовка (в присутствии преподавателя)

- Включить лабораторную установку

- Произвести юстировку лампы по максимальному токопрохождению.

2. Исследование пускового режима ЛОВ

- Снять зависимость пускового тока I_n и частоты генерации f_n от ускоряющего напряжения U_0 в пределах, указанных преподавателем. Для определения начала генерации и пусковой частоты пользоваться анализатором спектра (использовать максимум его чувствительности и минимальный обзор по частоте).
- Результаты измерений оформить графически. Зависимость $f_n(U_0)$ представить в простом и логарифмическом масштабах.

3. Обработка экспериментальных данных

- По пусковой характеристике $I_n(U_0)$ определить зависимость сопротивления связи от частоты. Необходимые для этого данные о макете узнать у преподавателя.
- Зависимость $f_n(U_0)$ в логарифмическом масштабе аппроксимировать прямой. Определить среднее значение производной $d(\ln f_n)/d(\ln U_0)$.
- Рассчитать частоту автомодуляции в зависимости от ускоряющего напряжения. При этом во всём диапазоне считать значение $d(\ln f_n)/d(\ln U_0)$ равным среднему. Результаты изобразить графически.

4. Исследование автомодуляции

- В диапазоне U_0 , указанном преподавателем, измерить:

- значения токов пучка, при которых появляется автомодуляция
- частоту автомодуляции как среднее по правому и левому спутникам.
- значения I_0 , при которых автомодуляция становится многочастотной, а затем хаотической (хаос можно определить по сплошному спектру, размытой временной реализации и фазовому портрету). Особое внимание обратить на области удвоений периода и квазипериодики (квазипериодические колебания отличать от сложных периодических по сплошному заполнению фазового портрета, а от хаоса — по чётким очертаниям двумерной проекции тора).
- Результаты измерений оформить в виде карты режимов на плоскости (I_0, U_0) , частоту автомодуляции отложить на графике, полученном в п.3.
- По данным п.3 рассчитать и нанести на плоскость (I_0, U_0) линии постоянных значений \mathbf{L} .

Литература

1. М.И.Рабинович, Д.И.Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
2. В.С.Анищенко. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990.
3. Ю.И.Неймарк, П.С Ланда. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
4. Б.П.Безручко, Н.С.Гинзбург, С.П.Кузнецов. Теоретическое и экспериментальное исследование переходных процессов в ЛОВО-генераторе. — В кн. Лекции по электронике СВЧ и

- радиофизике (4-я зимняя школа-семинар инженеров). Изд-во Саратовского университета, 1980, кн.5, с.236-267.
5. Электроника ламп с обратной волной. Под ред. В.Н.Шевчика и Д.И.Трубецкова. Изд-во Саратовского университета, 1975.
 6. В.Н.Шевчик, Д.И.Трубецков. Аналитические методы расчёта в электронике СВЧ. М.: Сов. радио. 1970.
 7. Н.С.Гинзбург, С.П.Кузнецов, Т.Н.Федосеева. Теория переходных процессов в релятивистских ЛОВ. Изв.вузов. Радиофизика, 1978, Т.21, №7, С.1037.
 8. Н.М.Рыскин, В.Н.Титов, Д.И.Трубецков. Детали перехода к хаосу в системе электронный пучок — обратная электромагнитная волна // ДАН, 1998. Т.358. №5. С.620-623.
 9. Б.П.Безручко, С.П.Кузнецов, Д.И.Трубецков. Экспериментальное наблюдение стохастических автоколебаний в динамической системе электронный поток — обратная электромагнитная волна. Письма в ЖЭТФ, 1979, Т.29, в.3, с.180-184.
 10. Б.П.Безручко. Экспериментальное исследование многочастотных автоколебаний в ЛОВ типа О // Вопросы электроники СВЧ. Межвуз. научн. сб. Изд-во Сарат. ун-та. 1983. С.63.