

Экспериментально взаимная стохастическая синхронизация наблюдалась в системе двух связанных автогенераторов миллиметрового диапазона, подобных описанному в [2], с некоторыми изменениями в электродинамической системе, переводящими его в стохастический режим. Эквивалентная схема связи двух автогенераторов изображена на рис. 1. Диоды  $D_1$  и  $D_2$  располагались в одной плоскости поперечного сечения толстой индуктивной диафрагмы, образованной в едином волноводном канале, что позволяет, с одной стороны, говорить о сильной связи между генераторами, но с другой стороны, определить характер имеющей место распределенной связи представляется затруднительным в данном диапазоне частот, что делает невозможным подробный теоретический анализ приведенной схемы. Несмотря на это система уравнений, описывающих поведение рассматриваемой динамической системы, в самом общем виде очень близка к исследованной в [1]:

$$\frac{dx_1}{dt} = y_1, \quad \frac{dy_1}{dt} = -k_1 y_1 + y_1(-g_1 + g_1^* x_1^2) - f(y_1, y_2, x_1, x_2),$$

$$\frac{dx_2}{dt} = y_2, \quad \frac{dy_2}{dt} = -k_2 y_2 + y_2(-g_2 + g_2^* x_2^2) + f(y_1, y_2, x_1, x_2),$$

где функция  $f(x_1, y_1, x_2, y_2)$  описывает связь двух генераторов.

Результаты исследований представлены на рис. 2, где показана эволюция частотного спектра колебаний парциальных генераторов, которые при определенных значениях  $k_i$ ,  $g_i$  и  $g_i^*$  могли быть введены в стохастический режим генерации.

При совместной работе диодов в монохроматическом режиме мы можем наблюдать в спектре присутствие двух парциальных частот  $f_0'$  и  $f_0''$  (см. рис. 2 (1)). Очевидно, что  $\Delta f_0 = |f_0' - f_0''|$  не входит в полосу захвата и режим синхронизации в монохроматическом режиме не осуществляется. По мере изменения параметров, характеризующих работу диодов в колебательных системах, генераторы вводятся в стохастический режим. Спектр до точки перехода к хаосу состоит из дискретных компонент, число которых увеличивается при каждой бифуркации удвоения. Взаимная стохастическая синхронизация наблюдалась нами при различных параметрах парциальных генераторов. На рис. 2 приведены частотные спектры (1)–(5), соответствующие динамике взаимного влияния в системе с двумя активными элементами в единой электродинамической системе. Экспериментальные исследования показали, что при совместной работе диодов в системе, когда один из них работает в стохастическом режиме, а другой — в монохроматическом, наблюдается явление обмена режимами, о подобии которых можно судить по форме хаотических спектральных реализаций. При этом дискретный спектр становится шумовым, а шумовой — дискретным. На рис. 2 ((2), (3))  $D_1$  работал в монохроматическом режиме, а  $D_2$  — в стохастическом (рис. 2(2)). Совместная работа привела к тому, что диод  $D_1$  перешел в режим стохастической генерации, а диод  $D_2$  стал генерировать монохроматический сигнал (рис. 2(3)).

В стохастическом режиме при близких параметрах парциальных генераторов полосы частотных спектров на рис. 2 (4)  $\Delta f_0' = |f_1' - f_2'|$  и  $\Delta f_0'' = |f_1'' - f_2''|$  соответствуют индивидуальной работе диодов  $D_1$  и  $D_2$ . Совместная работа диодов в режиме взаимной стохастической синхронизации позволяла нам наблюдать спектр, представленный на рис. 2 (5). Полоса шумовой генерации в этом режиме превосходит простое сложение шумовых полос парциальных генераторов, т. е.  $|f_1 - f_2| > |\Delta f_0' + \Delta f_0''|$ . Взаимная стохастическая синхронизация осуществляется в том случае, когда крайние частоты  $f_2'$  и  $f_1''$  шумовых полос  $\Delta f_0'$  и  $\Delta f_0''$  входят в полосу захвата или полосу синхронизации парциальных частот, на которых работают диоды в монохроматическом режиме.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Афраимович В. С., Веричев Н. Н., Рабинович М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1050.
2. Антонов И. Н., Дятлов Ю. В., Костиков Н. А., Пурызин В. А., Шевченко В. И. // ПТЭ. № 4. С. 116.

Саратовский политехнический институт

Поступила в редакцию  
2 декабря 1988 г.

УДК 621.372.8.09

## ФИЛЬТРАЦИЯ ВОЛН ПРИ ИХ КАНАЛИЗАЦИИ И УСИЛЕНИИ СЛОЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Е. В. Ванин, М. И. Петелин

В последнее время в высокочастотной релятивистской электронике большое внимание уделяется эффекту канализации электромагнитной волны электронным пучком

при одновременном ее усилении [1-4]. Такой электронный пучок представляет собой разновидность открытого волновода, способного осуществлять фильтрацию волн электронного потока — выделять волну, обладающую наибольшим инкрементом. Исходя из аналогии с обычным диэлектрическим стержнем [5] следует ожидать, что фильтрующие свойства активного электронного волновода с увеличением его ширины будут снижаться. Если считать фильтрацию эффективной лишь в случае, когда перепад между инкрементами низших мод порядка инкремента основной (наинизшей) моды, то, основываясь на качественных рассуждениях типа изложенных в [4], следует ожидать, что фильтрующие свойства электронного волновода будут сохраняться, пока его поперечный размер  $a$  удовлетворяет френелевскому ограничению

$$2\pi a^2 / \lambda L_{\text{incr}} \leq 1, \quad (1)$$

где  $L_{\text{incr}}$  — длина, на которой поле основной моды возрастает в  $e$  раз, в условиях, когда поперечный размер локализации поля соизмерим с  $a$ .

Чтобы проверить это предположение, рассмотрим поверхностную ТМ-волну, распространяющуюся вдоль разреженного слоя электронов-осцилляторов, ограниченного плоскостями  $x = \pm a$  (рис. 1). Для собственных мод такого волновода имеют место дисперсионные уравнения [5]:

$$(g/\varepsilon) \operatorname{tg}(ga) = p \quad (2)$$

— для четных мод,

$$-(g/\varepsilon) \operatorname{ctg}(ga) = p \quad (3)$$

— для нечетных мод. Здесь  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $g = \sqrt{\omega^2 \varepsilon / c^2 - k_{\parallel}^2}$  — поперечное волновое число моды,  $k_{\parallel}$  — ее постоянная распространения,  $\omega$  — частота волны,  $c$  — скорость света,  $p = \sqrt{k_{\parallel}^2 - \omega^2 / c^2}$  — поперечный декремент поля волны вне слоя.

Согласно [6] диэлектрическая проницаемость среды, состоящей из возбужденных электронов-осцилляторов (а точнее,  $x$ -компонента тензора диэлектрической проницаемости, необходимая при отыскании структуры квази-ТЕМ-волны, канализируемой разреженным электронным потоком), вблизи резонанса  $\omega \approx k_{\parallel} v_{\parallel} + n\omega_0$  имеет вид

$$\varepsilon = 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_0)^2}, \quad (4)$$

где  $v_{\parallel}$  — продольная скорость электронов,  $\omega_0$  — частота невозмущенных колебаний электронов,  $\bar{\omega}_p$  — эффективная плазменная частота ансамбля электронов,  $n=1, 2, \dots$

Введением безразмерных переменных

$$h = \frac{k_{\parallel} c}{\omega}, \quad A = \frac{\omega}{c} a, \quad h_p = \frac{\bar{\omega}_p c}{\omega v_{\parallel}}, \quad h_0 = \frac{c}{v_{\parallel}} \left(1 - \frac{n\omega_0}{\omega}\right) \quad (5)$$

уравнения (2), (3) преобразуются к виду

$$(G/\varepsilon) \operatorname{tg}(GA) = P, \quad (6)$$

$$(-G/\varepsilon) \operatorname{ctg}(GA) = P, \quad (7)$$

где  $\varepsilon = 1 - h_p^2 / (h - h_0)^2$ ,  $G = \sqrt{\varepsilon - h^2}$ ,  $P = \sqrt{h^2 - 1}$ .

Зафиксируем полный электронный ток, т. е. параметр  $N = h_p^2 A$ , и исследуем поведение инкрементов собственных мод слоя при изменении его толщины, т. е. параметра  $A$ . Ограничимся рассмотрением случая разреженной среды  $|\varepsilon - 1| \ll 1$ , когда  $|h - 1| \ll 1$ .

Рассмотрим сначала предельный случай толстого слоя  $A \rightarrow \infty$ . На языке концепции Бриллюэна это соответствует малым углам распространения электромагнитных волн по отношению к оси  $z$  (рис. 1), когда из-за полного внутреннего отражения от границ раздела сред поле оказывается практически полностью сосредоточенным внутри слоя и, соответственно,  $G \approx b(m)/A$ , где  $b(m)$  — постоянная, зависящая только от номера моды  $m$ . При  $A \rightarrow \infty$

$$\frac{P}{G} \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon - 1}{G^2} - 1} \approx \sqrt{\frac{NA}{\Gamma^2 b^2(m)} - 1} \rightarrow \infty.$$

Здесь  $\Gamma = \operatorname{Im}(h)$  — инкремент волны. Уравнения (6), (7) при этом принимают следующий вид:

$$GA \approx (\pi/2)(m+1), \quad (8)$$

где  $m = 0, 2, 4, \dots$  для четных мод,  $m = 1, 3, 5, \dots$  — для нечетных мод. Возводя левую и правую часть уравнения (8) в квадрат и учитывая выражение для  $G$ , имеем

$$(h-1)^2 \left[ h^2 - 1 + \left( \frac{\pi(m+1)}{2A} \right)^2 \right] \approx -\frac{N}{A}. \quad (9)$$

В уравнении (9) содержится малый параметр  $\alpha = A^{-1}$ , по которому можно строить теорию возмущений. Решение будем искать в виде

$$h = 1 + h^{(1)} + h^{(2)} + h^{(3)} \dots \quad (10)$$

В первом порядке теории возмущений мы получаем

$$h^{(1)} = \left(\frac{N}{2A}\right)^{1/3} \exp\left[i \frac{\pi(1+2k)}{3}\right], \quad k=0, \pm 1. \quad (11)$$

Интересующее нас решение с  $\text{Im}(h^{(1)}) > 0$  соответствует  $k=0$ . Этому решению отвечает волна, которая растет при распространении вдоль  $z$  (рис. 1) и спадает по мере удаления от слоя. Дальнейшее вычисление по теории возмущений дает результаты, которые можно записать в виде

$$h^{(s)} = B^{(s)} \left(\frac{N}{2A}\right)^{s/3} e^{i(\pi s/3)}, \quad (12)$$

где  $s$  — номер порядка теории возмущений,  $B^{(s)}$  — численный коэффициент,  $B^{(1)}=1$ ,  $B^{(2)}=-1/6$ ,  $B^{(3)}=1/12$ , ... Из уравнения (9) и решения (12) видно, что отличие в инкрементах у разных мод появляется только в седьмом порядке теории возмущений, т. е. при  $A \rightarrow \dots$  инкременты всех мод очень близки, фильтрующие свойства выражены очень слабо.

Теперь рассмотрим противоположный случай тонкого слоя  $A \rightarrow 0$ . Предположим, что  $G \approx \sqrt{\varepsilon} - 1$ , это равносильно условию  $A \ll N/\Gamma^3$ . В этом случае

$$\frac{P}{G} \equiv \sqrt{\frac{h^2 - 1}{\varepsilon - h^2}} \approx \sqrt{\frac{2(h-1)}{\varepsilon - 1}} = \sqrt{\frac{2(1-h)^3 A}{\varepsilon}} \ll 1.$$

Уравнения (6), (7) при этом принимают вид

$$GA - \frac{\pi m}{2} \approx \sqrt{\frac{2(1-h)^3 A}{N}}. \quad (13)$$

При  $m=0$  решение уравнения (13) выглядит следующим образом:

$$h = 1 + \left(\frac{N}{\sqrt{2}}\right)^{2/5} \exp\left(i \frac{4\pi}{5} k\right), \quad k = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (14)$$

Из пяти корней уравнения (13) наибольший интерес представляет корень с  $k=-2$ . Этому корню соответствует волна, которая наиболее быстро растет при распространении вдоль  $z$  (рис. 1) и спадает по мере удаления от слоя.

Если рассматривать уравнение (13) при  $m \neq 0$ , то в первом приближении его можно записать в виде

$$GA \approx \pi m/2. \quad (15)$$

Решение этого уравнения

$$h = 1 + \frac{2\sqrt{NA}}{\pi m} \exp\left(i \frac{\pi}{2} + i\pi k\right), \quad k=0, 1. \quad (16)$$

Растущая поверхностная волна соответствует корню с  $k=0$ .

Из решений (14), (16) видно, что при уменьшении толщины слоя электронов-осцилляторов  $A$  отношение  $\Gamma_0/\Gamma_m \rightarrow \infty$ , где  $\Gamma_0$  — инкремент основной (наинишей) моды,  $\Gamma_m$  — инкремент моды с номером  $m=1, 2, \dots$  Это означает, что фильтрующие свойства слоя электронов-осцилляторов проявляются тем сильнее, чем меньше его толщина.

При толщинах слоя, промежуточных по отношению к рассмотренным предельным, уравнения (6), (7) решались численно. На рис. 2 изображены зависимости инкремента основной моды, отнормированного на его максимальное значение,  $\frac{\text{Im}(k_{\parallel})_0}{\text{Im}(k_{\parallel})_0^{\max}}$ , и пока-

зателя фильтрации  $f = 1 - \frac{\text{Im}(k_{\parallel})_1}{\text{Im}(k_{\parallel})_0}$  от френелевского параметра  $2\pi \frac{a^2}{\lambda \tilde{L}_{\text{incr}}}$ , где  $\lambda = 2\pi c/\omega$ ,  $\tilde{L}_{\text{incr}} = [\text{Im}(k_{\parallel})_0^{\max}]^{-1}$ ,  $\text{Im}(k_{\parallel})_0^{\max}$  — предельный инкремент основной моды при  $a \rightarrow 0$ . Эти зависимости построены по результатам численного и аналитического исследования уравнений (6), (7) при фиксированном значении полного тока  $I_0$ .

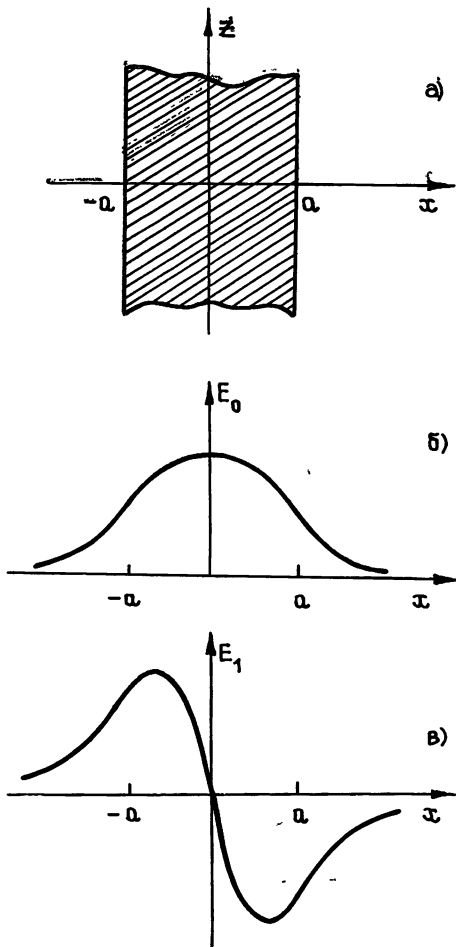


Рис. 1.

Рис. 1. Слой электронов-осцилляторов (а) и поперечные структуры нулевой (наини́зшей) (б) и первой (в) канализируемых мод.

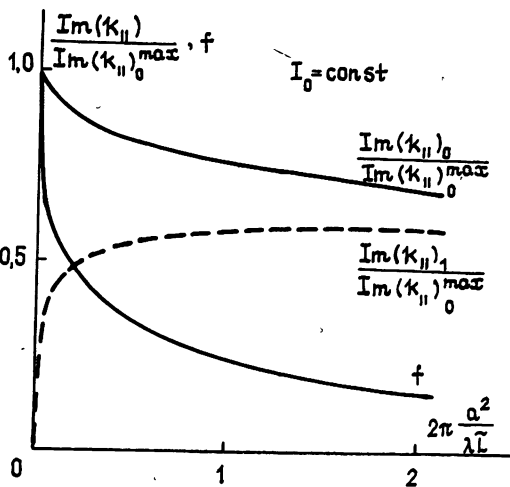


Рис. 2.

Рис. 2. Инкременты нулевой и первой мод и показатель фильтрации как функции френелевского параметра  $2\pi(a^2/\lambda \tilde{L}_{incr})$ , где  $\tilde{L}_{incr} = [\text{Im}(k_{\parallel})_0^{\text{max}}]^{-1}$ ,  $\text{Im}(k_{\parallel})_0^{\text{max}}$  — предельный инкремент основной моды при  $a \rightarrow 0$ .

Таким образом, анализ уравнений (6), (7) подтверждает сделанное во введении предположение о том, что слой возбужденных электронов-осцилляторов обладает фильтрующими свойствами лишь при достаточно малых значениях френелевского параметра  $2\pi(a^2/\lambda L_{incr})$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 62.
2. Кондратенко А. М., Салдин Е. Л. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 8. С. 1633.
3. Tang C. M., Sprangle P. In: Physics of Quantum Electronics. V. 9. / Eds. S. F. Jacobs et al., Addison-Wesley, Reading, Mass., 1982. P. 627.
4. Ginzburg N. S., Kovalev N. F., Rusov N. Yu. // Opt. Commun. 1983. V. 46. № 5, 6. P. 300.
5. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957.
6. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9—10. С. 1414.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
31 мая 1988 г.