лей. О структуре волнового поля после измерения $S_z(1)$ мы в состоянии только утверждать, что она соответствует определенному значению $S_z(1)$, а о $S_x(1)$ допустимо делать только вероятностные предсказания. Таким образом, о прошлом (до момента измерения $S_z(1)$) можно сказать больше, чем о будущем.

На первый взгляд можно прийти к противоречию, если выделить из множества квантовых объектов те, для которых описанным выше способом получены определенные значения $S_z(1)$ и $S_x(1)=-S_x(2)$. Формально они составляют ансамбль квантовых объектов, которые одновременно обладают определенными значениями двух некоммутирующих между собой наблюдаемых. Однако ясно, что такое множество не будет чистым квантовомеханическим ансамблем, так как оно не является случайной выборкой из ансамбля с определенным значением некоторой МОВИ и всевозможными допустимыми предысториями. Можно показать, что оно не будет и смешанным ансамблем. Кроме того, никакие эксперименты с квантовыми объектами, входящими в это множество, невозможны, так как эти объекты находятся в прошлом по отношению к уже совершенному действию (измерению $S_z(1)$).

Таким образом, каждый *индивидуальный* квантовый объект может быть описан не одной, а двумя волновыми функциями. Это описание более полное, чем с помощью одной волновой функции, но предсказательной силы оно не имеет, так как обязательно относится к прошлому, в которое мы уже вмешаться не в состоянии, в частности не можем произвести какое-нибудь измерение.

Приведенное в данной статье обсуждение эксперимента с распадом синглетного связанного состояния двух частиц со спинами 1/2 дополняет и уточняет рассмотрение парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена, проведенное в статье [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Славнов Д. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 24 (Moscow University. Phys. Bull. 1996. N 1).
2. Славнов Д. А.//Там же. № 2. С. 13 (Ibid. N 2).
3. Славнов Д. А.//Там же. № 3. С. 12 (Ibid. N 3).
4. Home D., Whitaker M. A. B.//Phys. Rep. 1992. **210**. P. 223.
5. Бом Д. Квантовая теория. М., 1965.
6. Einstein A., Podolsky B., Rosen N.//Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.

Поступила в редакцию
25.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН И ЗАТУХАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

В. И. Канавец

(кафедра радиофизики)

Обсуждаются особенности взаимодействия волн электронного потока и обратной волны периодического волновода с потерями при критической связи на частотах границы полосы прозрачности.

Эксперименты на релятивистских электронных ускорителях показали возможность использования секций периодических волноводов с поперечными размерами, во много раз превышающими длину волны, для генерации мощного микроволнового излучения [1, 2]. Эти секции являются открытыми структурами (резонаторами или волноводами) и отличаются распределенными потерями на излучение, способствующими селекции мод. Наибольшими потерями обладают открытые периодические волноводы типа ленточных и кольцевых структур. Генераторы на таких волноводах самовозбуждаются в режиме ЛОВ [2]. В то же время для волноводов с умеренными потерями типично самовозбуждение в области резонансных частот границ полос прозрачности (π-, 3π-виды) в режиме ЛОВ-ЛБВ [1, 3]. Возникают вопросы о влиянии потерь на условия самовозбуждения и на изменение режимов, в частности вопросы о возможности получения режима ЛОВ при приближении к граничной частоте полосы прозрачности.

Процессы в ЛОВ сводятся к интерференции собственных волн, возникающих при связи парциальных систем без потерь: обратной волны волновода и медленной волны потока [4]. По аналогии с колебательными процессами [5] можно утверждать, что потери приводят к появлению критических значений коэффициента связи. Интерференция возможна при связи больше критической. Если связь уменьшается и приближается к критической, то волновые числа собственных волн сближаются, и при их совпадении интерференция прекращается. Сближение чисел является частью резонансного механизма в ЛОВ с потерями, заслуживающего подробного исследования.

В системе без потерь при движении точки синхронизма потока и обратной волны к границе полосы совершается переход от режима ЛОВ к режиму связи потока с прямыми и обратными волнами поля (ЛОВ-ЛБВ) [3, 6]. Влияние больших потерь изменяет характер процесса. Между прямыми и обратными волнами появляется частотный интервал, резонансная область частот у границ полосы размывается [6]. Условия синхронизма ЛОВ-типа выполняются на частоте «холодной» (без потока) границы и за ее пределами. Процессы в такой ЛОВ заслуживают отдельного рассмотрения.

Отмеченные резонансы при больших потерях в открытой системе поток—поле способствуют одночастотному самовозбуждению сверхразмерных волноводов. Таким образом, исследование связи медленной волны потока и затухающих волн поля важно для понимания процессов в мощных микроволновых генераторах.

Электродинамические методы анализа взаимодействия потока и поля в системах с потерями [1] громоздки и мало пригодны для систематического исследования резонансных процессов в ЛОВ на граничных частотах. Ниже проводится исследование приближенными методами; оно тесно связано с результатами работ [6, 7].

1. Уравнения связи волн в системах с затуханием

Приближенный анализ связи волн потока и поля волновода проводится с использованием распределенных линий передачи [4] и дискретных резонансных электрических цепей [6]. Запишем уравнения для цепей с потерями и затем перейдем к изучению связи волн потока и поля в линии с затухающими волнами.

Поле волновода описывается напряжением V_n и током I_n в n-й ячейке эквивалентной электрической цепи [6]. Величина потерь задается проводимостью G, включенной в последовательное звено с со-

противлением $Z_n=2i\omega L+1/(i\omega C_0+1/i\omega L_0+G)$. Параллельное звено имеет проводимость $Y_n=i\omega C+1/i\omega L_c$. Поток характеризуется постоянными составляющими тока I_0 и скорости v_0, ускоряющим напряжением V_0, переменными скоростью v_n и током J_n. Связь с потоком определяется коэффициентом электронного взаимодействия M в зазоре с емкостью C_0. В цепи течет наведенный ток MJ_n.

Уравнения дискретной цепи с потерями [6] имеют вид

$$V_{n+1}-V_n=-Z_nI_{n+1}+Z_nMJ_n,\ I_{n+1}-I_n=-Y_nU_n. \tag{1}$$

Уравнения (1) решаются для относительных значений частоты ω/ω_0 (ω_0 — характерная частота). Потери задаются параметром $g=G/G_0$, $G_0=I_0/V_0$ — проводимость по постоянному току. Выбор элементов цепи определяет тип резонанса и знак дисперсии волн.

Анализ связи в ЛБВ и ЛОВ на удаленных от границы полосы частотах ведется в рамках теории линий передачи, если период структуры Δz достаточно мал ($\Delta z\ll\lambda$). В этом случае уравнения записываются для непрерывного распределения напряжений $V(z)$ и токов $I(z)$ в линии, возбуждаемой электронными токами $J(z)$:

$$dV/dz=-ZI+ZMJ,\ dI/dz=-YV\ (Z_n=Z\Delta z,\ Y_n=Y\Delta z). \tag{2}$$

В соответствии с общей теорией связи вводятся нормальные амплитуды прямой a_{s+} и обратной a_{s-} волн волноведущей системы, а также нормальные амплитуды быстрой a_{q+} и медленной a_{q-} волн пространственного заряда [4, 6],

$$a_{s\pm}=(4Z_s^{1/2})^{-1}(V\pm Z_sI),\ a_{q\pm}=(4Z_e^{1/2})^{-1}(V_e\mp Z_eJ), \tag{3}$$

где $Z_s=(Z/Y)^{1/2}$ и $Z_e=(2V_0/I_0)(\omega_q/\omega)$ — волновые сопротивления линии и потока, ω_q — плазменная частота для гладкого волновода, V_e — кинетический потенциал потока, пропорциональный скорости v.

Уравнения связи (2) для волн линии с отрицательной дисперсией и электронных волн записываются в нормальном виде с выделением коэффициента электронного взаимодействия M:

$$(d/dz\mp i\beta_s)\,a_{s\pm}=\mp Mc_{se}(a_{q+}-a_{q-}), \tag{4}$$

$$[d/dz+i(\beta_e\mp\beta_q)]\,a_{q\pm}=-Mc_{se}(a_{s+}+a_{s-}),$$

где $c_{se}=(i\beta_s/2)(Z_s/Z_e)^{1/2}$, $\beta_s=-i(ZY)^{1/2}$, $\beta_e=\omega/v_0$, $\beta_q=\omega_q/v_0$. Равенство фазовых скоростей обратной волны $v_s=\omega/\mathrm{Re}\,\beta_s$ и медленной волны $v_{q-}=v_0/(1+\omega_q/\omega)$ ($v_{s-}\cong v_{q-}$ — условие синхронизма) в случае относительно больших ω_q/ω отличает двухволновой режим ЛОВ от других режимов. При учете двух волн система (4) переходит в уравнения теории [4] с коэффициентом связи $M|c_{se}|$.

2. Двухволновая связь в ЛОВ с потерями при синхронизме

В случае двухволновой связи медленной волны потока и обратной волны линии с отрицательной дисперсией решение системы уравнений (4) позволяет найти комплексные постоянные распространения двух собственных волн γ_1 и γ_2:

$$\gamma_{12}=-i\{\bar\beta+i\beta_s''/2\pm[-M^2c_{se}^2+(\Delta\beta/2+i\beta_s''/2)^2]^{1/2}\}, \tag{5}$$

где $\beta_s=\beta_s'+i\beta_s''$, $\bar\beta=[\beta_s'+(\beta_e+\beta_q)]/2$, $\Delta\beta=\beta_s'-(\beta_e+\beta_q)$ — расстройка.

Обозначим подкоренное выражение буквой F:

$$F = -M^2 c_{se}^2 + (\Delta\beta/2 + i\beta_s''/2)^2.$$

Тогда формулы для γ_{12} принимают вид

$$\gamma_{12} = \alpha_{12} - i\beta_{12},\ \alpha_{12} = \beta_s''/2 \pm \operatorname{Im} F^{1/2},\ \beta_{12} = \overline{\beta} \pm \operatorname{Re} F^{1/2}. \tag{6}$$

При $M=0$ формула (6) определяет постоянные распространения несвязанных волн потока и поля. На рис. 1 и 2 пунктиром ($g=0$) и штрих-пунктиром ($g\neq 0$) даны линии дисперсии медленной волны потока и обратной волны поля в виде зависимостей сдвигов фаз $\varphi_{12}(\omega)$ на период Δz. Точки пересечения являются точками синхронизма в ЛОВ.

В случае оптимальной расстройки $\Delta\beta_{opt}$ выполняются условия равных потерь ($\operatorname{Im} F^{1/2} \cong 0$) $\alpha_1 \cong \alpha_2 \cong \beta_s''/2$ и малости $\operatorname{Re} F^{1/2}$. В точке синхронизма $\Delta\beta=0$ имеем упрощенное выражение для F:

$$F \cong M^2 |c_{se}|^2 - (\beta_s'')^2/4. \tag{7}$$

При малых M $F<0$ и из (5) следует, что собственные волны близки к парциальным и характеризуются сильно отличающимися коэффициентами затухания обратной волны (α_1) и нарастания медленной волны (α_2).

По мере роста M при $F<0$ затухание собственной волны, близкой к обратной, уменьшается и отмечается увеличение нарастания второй волны. Зависимости $\alpha_1(\omega)$ и $\alpha_2(\omega)$ имеют узкие области минимума и максимума. Острота резонанса увеличивается при $F\to 0$. В точке $F\cong 0$ имеем $\alpha_1 \cong \alpha_2 \cong \beta_s''/2$ и резонансная связь волн потока и поля обеспечивает единый колебательно-волновой процесс.

Дальнейшее увеличение M устраняет пересечение кривых дисперсии и приводит к их разделению. В системе возникает периодическая перекачка энергии между волнами, возмущенная экспоненциальным изменением амплитуд собственных волн системы.

Начальные амплитуды волн вычисляются с использованием граничных условий: $a_{s-}(L)\neq 0$ и $a_{q-}(0)=0$. После ряда преобразований находятся выражения для амплитуд парциальных волн (a_{s-}, a_{q-}) и относительных значений их мощностей (P_{s-}, P_{q-}). Представим выражения для мощности в случае малых потерь, когда $\operatorname{Im} F\to 0$ и $\operatorname{Re} F>0$. Вводя обозначение $\varkappa = \operatorname{Re} F^{1/2}$, получаем формулы

$$\begin{aligned} P_{s-} &= -|a_{s-}(z)|^2/|a_{s-}(L)|^2 = -\exp\{2\gamma_1'(z-L)\} \times \\ &\times (1-\sin^2\varkappa z)/(1-\sin^2\varkappa L), \\ P_{q-} &= -|a_{q-}(z)|^2/|a_{s-}(L)|^2 = -|f_e|^2 \exp\{2\gamma_1'(z-L)\} \times \\ &\times \sin^2\varkappa z/(1-\sin^2\varkappa L), \\ |f_e|^2 &= |\gamma_1 + i\beta_s|^2/|Mc_{se}|^2,\ \gamma_{12} = \gamma_{12}' + i\gamma_{12}'',\ \gamma_{12}'' = \varphi_{12}/\Delta z. \end{aligned} \tag{8}$$

Согласно (8), в ЛОВ при синхронизме реализуется переменная по амплитуде периодическая перекачка энергии между полем и потоком. Мощность $P_{s-}(z)$ в сечении $z=0$ дает значение усиления обратной волны: $G(0)=P_{s-}(0)$. Длины системы $L_m=(m\pi-\pi/2)\varkappa$ ($m=1, 2, \ldots$) соответствуют бесконечному усилению ($G\to\infty$), когда выполняется условие самовозбуждения ЛОВ-генератора.

Если зафиксировать значение M и увеличивать потери, то линии дисперсии φ_1 и φ_2 сближаются, значение $\varkappa$ уменьшается, предельная длина системы L_1 возрастает. Усиление мощности поля $G(0)$ падает из-за роста начального затухания сигнала у входа при $z \cong L$.

Если параметр потерь β_s'' достаточно велик, то при типичных длинах ЛОВ усиление обратной волны прекращается и эта волна затухает: $P_{s-}(0) \ll P_{s-}(L)$. Остается только электронное усиление. На частотах границы полосы, где коэффициент связи c_{se} максимален, выполняется условие большого усиления $\exp(2\gamma_1' L) \gg 1$, $\gamma_1' \cong M\,|c_{se}| \cong \beta_s''/2$ (6). В системе возникают электронные колебания с выходной мощностью $P_{q-}(L)/P_{s-}(L) \gg 1$. При учете прямой волны находится режим самовозбуждения электронных колебаний и совершается переход к электронной моде генерации.

3. Дискретная связь при большом пространственном заряде

Решение дисперсионного уравнения дискретной резонансной цепи с электронным потоком проводилось в рамках метода [6]. Учитывался синхронизм медленной волны потока и обратной пространственной гармоники системы с положительной дисперсией. При этом быстрая волна расстроена по частоте из-за большого значения ω_q/ω_0, и эта волна не участвует во взаимодействии. Выводы п. 2 о резонансных процессах в ЛОВ с потерями полностью подтвердились расчетами, причем резонанс наблюдался как в полосе прозрачности, так и за ее пределами.

Обсудим результаты, полученные для схемы с параллельным включением элементов ($Z_n = 1/(i\omega C_0 + 1/i\omega L_0 + G)$, $Y_n = i\omega C$). Резонансные эффекты при синхронизме в полосе прозрачности иллюстрирует рис. 1. Заданы большое значение плазменной частоты $\omega_q/\omega_0 = 0{,}4$ и малая величина параметра потерь $g = 0{,}02$. Параметр M возрастает от нуля до $M_{\text{кр}}$. При малых M отмечаются резонансное уменьшение затухания обратной волны и узкий резонансный максимум усиления медленной волны. Максимум и минимум сближаются и при $M = M_{\text{кр}}$ соприкасаются, при этом $\alpha_1 \cong \alpha_2$.

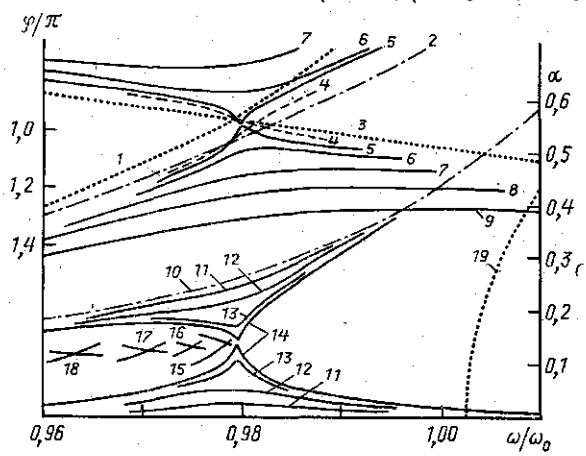

Рис. 1. Зависимость сдвига фазы φ/π (кривые *1—9*) и коэффициента α (кривые *10—19*) от частоты при синхронизме в полосе прозрачности: для обратной волны поля периодической структуры без потерь при $g=0$, $M=0$ (*1* и *19*) и с потерями при $g=0{,}1$, $M=0$ (*2* и *10*); для несвязанной медленной волны потока при $M=0$, $\omega_q/\omega=0{,}4$, $V_0=90$ кВ, $G_0=0{,}55$ (*3*); для собственных волн системы с потоком: $g=0{,}1$ и $M=0{,}05$ (*11*), 0,08 (*4* и *12*), 0,10 (*13*), 0,104 (*5* и *14*), 0,12 (*6* и *15*), 0,16 (*7* и *16*), 0,20 (*8* и *17*) и 0,22 (*9* и *18*)

Если $M < M_{\text{кр}}$, то дисперсионные кривые пересекаются. При резонансе ($M \cong M_{\text{кр}}$) пересечение исчезает и видна узкая область сближения линий (рис. 1). Увеличение M приводит к расхождению кривых и переходу к обычному ходу линий дисперсии ЛОВ.

Точка равенства затуханий ($\alpha_1 \cong \alpha_2$) при увеличении M смещается в сторону меньших частот (рис. 1). Смещение возникает при малых M из-за несимметричности кривой затухания $\alpha_{s-}(\omega)$, а при больших M — из-за электронного («горячего») сдвига границы полосы прозрачности.

4. Резонанс в области частот границы полосы прозрачности

Если электронный сдвиг границы полосы достаточно мал, то можно реализовать условие синхронизма медленной и обратной волн в «запредельной» области (за границей «холодной» полосы прозрачности). Эта особенность синхронизма в системах с потерями связана с разделением кривых дисперсии прямой и обратной затухающих волн. На рис. 2 даны типичные дисперсионные кривые собственных волн при двухволновом взаимодействии для случая синхронизма медленной волны потока и затухающей обратной волны поля в области частот $\omega > \omega_\pi$, где ω_π — частота π-вида границы полосы ($\varphi_s = \pi$), определяемая без учета потерь. Взято значение плазменной частоты $\omega_q/\omega \cong 0{,}25$, соответствующее пренебрежимо малой связи поля с быстрой волной потока.

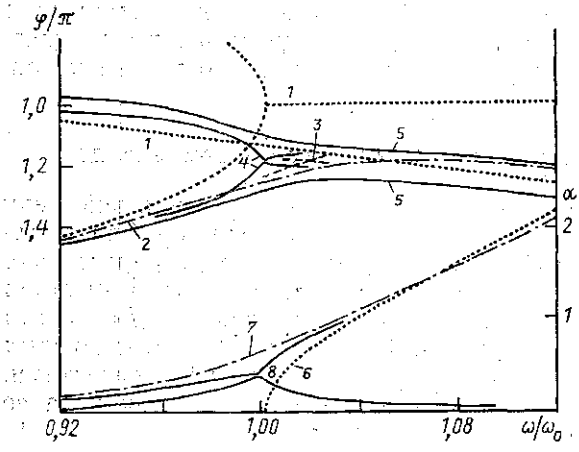

Рис. 2. Зависимость сдвига фазы φ/π (кривые *1—5*) и коэффициента α (кривые *6—8*) от частоты при синхронизме вне полосы прозрачности: для несвязанной системы поток—поле без потерь при $g=0$, $M=0$, $\omega_q/\omega=0{,}25$, $V_0=90$ кВ, $G_0=0{,}55$ (*1* и *6*); для обратной волны структуры с потерями при $g=0{,}2$, $M=0$ (*2* и *7*); для собственных волн системы с потоком при $g=0{,}2$, $M=0{,}18$ (*3*), 0,225 (*4* и *8*) и 0,32 (*5*)

При изменении M от нуля до критического значения M_{cr}, как и ранее, наблюдаются минимумы и максимумы на зависимостях $\alpha_{12}(\omega)$ и $\varphi_{12}(\omega)$. Однако из-за динамического сдвига постоянных распространения частота резонанса значительно смещена в низкочастотную сторону от точки синхронизма. Резонанс приходится на область «холодной» границы полосы прозрачности.

По мере увеличения M точки минимумов и максимумов сближаются и сливаются в малом частотном интервале, включающем «холодную» границу полосы. Это обстоятельство позволяет использовать увеличение сопротивления связи потока и поля на частоте границы для повышения эффективности процессов в ЛОВ.

Динамические эффекты при $M \cong M_{cr}$ приводят к резкому увеличению крутизны хода линий фаз волн потока и поля $\varphi_{12}(\omega)$ перед узкой областью сближения линий, а также крутизны линий затухания $\alpha_{12}(\omega)$ за этой областью. В результате усиливается действие резонансного механизма при критической связи.

5. Зависимость частоты резонанса от ускоряющего напряжения

Увеличение напряжения V_0 приводит к высокочастотному смещению точки синхронизма потока и поля. Возрастание затухания обрат-

ной волны β_s'' и параметра связи c_{se} приводит к изменению M_{cr} согласно условию резонанса $M_{cr}|c_{se}|\cong\beta_s''/2$ (7).

На рис. 3 представлены результаты нахождения резонансных режимов для напряжения V_0, изменяющегося в широких пределах. Получена линия резонансного сближения дисперсионных кривых для двух собственных волн, идущая рядом с «холодной» дисперсионной характеристикой обратной волны на некотором высокочастотном удалении от нее. Вдоль этой линии по мере увеличения напряжения возрастает значение M_{cr}. Механизм ЛОВ возможен при $M>M_{cr}$.

Если $V_0>V_{cr}$, резонанс приходится на «запредельную» область. Размеры области со стороны высоких частот ограничиваются максимальным значением коэффициента $M_{cr}=1$. На высокочастотном участке при больших V_0 точка синхронизма приходится на значения фазы $\varphi_s<\pi$, отвечающие режиму ЛБВ. Однако резонанс ЛОВ-типа в системе с потерями сохраняется из-за сильного динамического сближения фаз медленной волны потока и обратной волны поля.

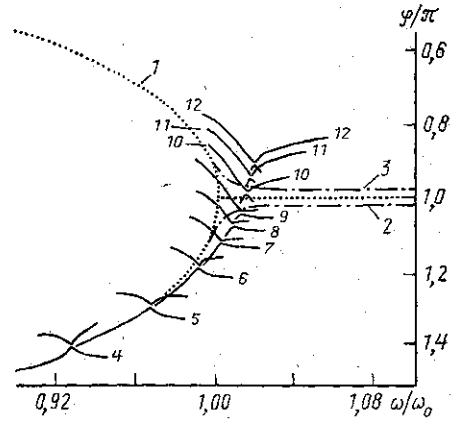

Рис. 3. Зависимость сдвига фазы φ/π от частоты: для периодической структуры без потерь (*1*), для прямой (*3*) и обратной (*2*) волн периодической структуры с потерями при $g=0{,}02$, $M=0$; для собственных волн системы с потоком ($\omega_q/\omega=0{,}2$, $I_0=50$ кА, $g=0{,}1$) в области резонанса при различных напряжениях V_0 (в киловольтах) и различных значениях коэффициента критической связи M_{cr} (приведены в скобках): *4* — 45 (0,075), *5* — 60 (0,09), *6* — 80 (0,11), *7* — 100 (0,13), *8* — 120 (0,16), *9* — 150 (0,21), *10* — 200 (0,31), *11* — 300 (0,49), *12* — 400 (0,65)

Заключение

В периодическом волноводе с распределенными потерями резонансные режимы связи медленной волны потока с обратной волной поля наблюдаются в широкой области частот, включая частоту границы полосы прозрачности. При этом коэффициент электронного взаимодействия близок к критическому значению. В «запредельной» области частот при больших ускоряющих напряжениях резонанс обусловлен динамическим изменением свойств волн системы. В области граничных частот структура поля генерации во многом определяется потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, 1991.
2. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др.//Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М., 1987. С. 106.
3. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др.//ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381.
4. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., 1963.
5. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. М., 1978.

6. Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Слепков А. И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М., 1993.
7. Канавец В. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 4. С. 26 (Moscow University Phys. Bull. 1994. N 4. P. 20).

Поступила в редакцию
04.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 537.86

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ЭКВИВАЛЕНТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

А. В. Гусев

(ГАИШ)

Обсуждается принципиальная возможность синтеза низкочастотного эквивалента параметрического электродинамического преобразователя по чувствительности. Таким эквивалентом является линейный двухполюсник с постоянными параметрами и соответствующими генераторами шума. Получены формулы для расчета энергетических спектров этих источников.

1. Необходимость измерения слабых воздействий на механические системы с малой диссипацией возникает во многих фундаментальных физических экспериментах [1]. Чувствительность в подобных экспериментах на современном этапе определяется преимущественно шумами электромеханического преобразователя (ЭП) и системы регистрации. При обобщенном анализе чувствительности ЭП такие системы целесообразно рассматривать как линейные (для слабого сигнала) четырехполюсники [2]. Для стационарных ЭП (пьезопреобразователь и др.), относящихся к классу линейных четырехполюсников с постоянными параметрами, разработана специальная методика расчета пороговой чувствительности [3]. В основе этой методики заложена возможность замены реального прибора при расчете его чувствительности эквивалентным двухполюсником с соответствующими шумовыми генераторами.

Для наиболее перспективных параметрических ЭП непосредственное применение подобной методики расчета чувствительности невозможно. Действительно, выходной сигнал параметрического ЭП представляет собой узкополосное колебание на частоте накачки ω_p:

$$V=V_1\cos\omega_p t-V_2\sin\omega_p t=\mathrm{Re}\,\tilde{V}e^{j\omega_p t}. \qquad (1)$$

Введение комплексной огибающей $\tilde{V}=V_1+jV_2$ позволяет при анализе динамических характеристик параметрического ЭП формально заменить подобное устройство линейной системой, относящейся к классу линейных четырехполюсников с постоянными параметрами (как это делается, например, при расчете преобразователя частоты на переменной емкости [2]). Однако функция корреляции комплексной огибающей шума $\tilde{B}(\tau)=M\{\tilde{V}(t)\tilde{V}(t+\tau)\,|\,S=0\}$ ($M\{...\}$ — статистический оператор усреднения) не учитывает специфических особенностей шума в параметрических системах как периодически-нестационарного процесса [4]. Поэтому при анализе пороговой чувствительности параметрического ЭП необходимо рассматривать квадратурные составляющие как компоненты двумерного вектора $\mathbf{V}=(V_1,\ V_2)'$. Теория обнаружения