

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = \Delta\left(\frac{1}{Q}\right)_{\infty} + 2A \frac{v}{\Omega^2} \int f(r, z) |E_{\perp}|^2 dV.$$

Для азимутально симметричных

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\infty} - A \frac{\omega}{\Omega^2} \int f(r, z) |E_{\perp}|^2 dV, \quad (10)$$

а изменение добротности такое же, как и в (9).

Установление количественной связи между параметрами плазмы и реакцией резонатора для произвольного вида колебаний открывает возможность распространения метода многомодового зондирования на магнитоактивную плазму. Укажем на некоторые дополнительные возможности, которые открываются в связи с переходом на многомодовые измерения.

1) В связи со снятием вырождения и расщеплением резонансов у мод с $m \neq 0$ открывается возможность измерения функции распределения электронов плазмы по координатам по разному частот между сателлитами, относящимися к модам с различными знаками m (см. формулу (6)). При значительной величине частотного смещения, например при работе с плотной короткоживущей плазмой, это технически удобнее, так как быстрая регистрация больших частотных сдвигов наталкивается на значительные аппаратные трудности (особенно при использовании зондирующих генераторов на клистролах, имеющих небольшой диапазон электронной перестройки частоты).

2) Анализ формулы (3) показывает, что предложенный в [4] нулевой метод определения частоты столкновений при работе с модой TE_{011} (сдвиг частоты обращается в нуль при $\Omega^2 - \omega^2 = v^2$) можно распространить и на высшие типы колебаний TE_{0nq} . Для этой же цели можно использовать и другие характерные точки зависимости $\Delta\omega(H_0)$ в сильно столкновительной плазме ($v \gg \omega_p$), например то обстоятельство, что сдвиг частоты достигает максимума при $\omega - \Omega = \pm v$. Следствием всего сказанного становится возможность иной постановки задачи определения частоты столкновений и ее распределения по объему плазменной установки — путем измерения сдвигов частот на разных модах в зависимости от величины магнитного поля. В ряде случаев это значительно проще, чем измерение декремента затухания колебаний резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Buchsbaum S. J., Mower L., Brown S. C. // Phys. Fluids. 1960. V. 3. № 5. P. 806.
2. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. — М.: Наука, 1968. — 327 с.
3. Москалев И. Н., Стефановский А. М. Диагностика плазмы с помощью открытых цилиндрических резонаторов. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 144 с.
4. Hirschfield J. L., Brown S. C. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 12 P 1749.

Поступила в редакцию
10 мая 1988 г.

УДК 621.37

ВЛИЯНИЕ МЕЖВИДОВОЙ СВЯЗИ НА ПАРАМЕТРЫ СВЧ ИМПУЛЬСОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ВЫВОДЕ НАКОПЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ ИЗ РЕЗОНАТОРОВ

С. Н. Артеменко

Для формирования мощных и энергоемких СВЧ импульсов на основе накопления и быстрого вывода энергии из резонаторов [1] требуются резонаторы с линейными размерами, много большими длины волны ВЧ колебаний. Вместе с тем известно [2], что с ростом размеров резонаторов растет и плотность спектра их собственных колебаний. При этом незначительные отклонения формы резонаторов от идеальной приводят к взаимодействию колебаний и изменению их электрофизических характеристик [3]. Особенно легко взаимодействие может возникать в сверхпроводящих резонаторах, в которых практически все колебания имеют достаточно высокую добротность. В данной работе методом матрицы рассеяния исследуется влияние взаимодействия колебаний на накопление СВЧ энергии и параметры формируемых при ее выводе радиоимпульсов. При этом рассматривается наиболее нежелательный случай: возникновение взаимодействия между высокодобротным рабочим видом колебаний, на котором запасается энергия, и относительно низкодобротным «паразитным», совпавшим по частоте с рабочим и не связанным с элементом вывода энергии,

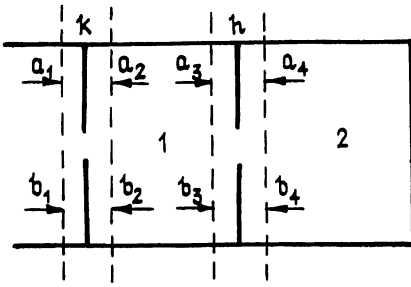


Рис. 1.

Рис. 1. Стрелки у отраженных волн (b_1, \dots, b_4) следует читать противоположно направленными.

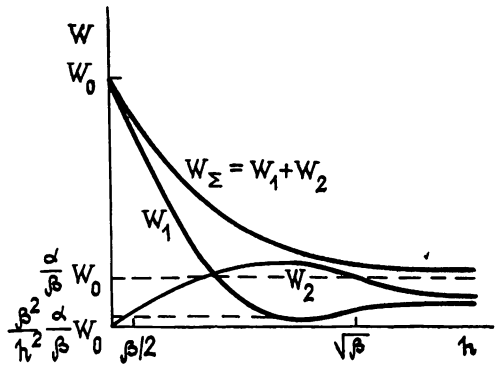


Рис. 2.

Для проведения исследования взаимодействующие колебания представим в виде системы двух связанных резонаторов (рис. 1) с элементом межрезонаторной связи, характеризуемым числом h ($0 < h < 1$). Согласно методу матрицы рассеяния для падающих ($a_1 \dots a_4$) и отраженных ($b_1 \dots b_4$) волн внутри и вне системы с учетом их взаимного временного запаздывания можно записать следующие соотношения [4]:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-k^2} & jk \\ jk & -\sqrt{1-k^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1-h^2} & jh \\ jh & -\sqrt{1-h^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix};$$

$$a_2(t+T_1/2) = b_3(t)e^{-\alpha t}, \quad a_3(t) = b_2(t-T_1/2)e^{-\alpha t/2}, \quad a_4(t) = -b_4(t-T_2)e^{-\beta t}, \quad (2)$$

где α, β, T_1, T_2 — постоянные затухания и время двойного пробега волн в резонаторах 1 и 2 соответственно, k — число, характеризующее связь рабочего вида колебаний (резонатора 1) с ВЧ трактом ($0 < k < 1$), $j = \sqrt{-1}$. Используя соотношения (1), условия $\alpha \ll \beta \ll 1$, $k^2/2, h^2/2 \ll 1$, $h \ll \sqrt{\beta}$ и выполняющееся для большинства колебаний в сверхразмерных резонаторах приближенное равенство $T_1 \approx T_2 = T$ и далее разлагая в ряд по T равенства (2), для волн b_2 и b_4 можно получить следующую систему приближенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{db_2}{dt} + \frac{b_2}{\tau_1} \approx \frac{jka_1}{T} + \frac{jhb_4}{T}, \quad \frac{db_4}{dt} + \frac{b_4}{\tau_2} \approx \frac{jhb_2}{T}, \quad (3)$$

где $\tau_1 \approx T/(\alpha + k^2/2)$; $\tau_2 \approx T/\beta$. Учитывая, что при $t \rightarrow \infty$ $db_2/dt \rightarrow 0$, $db_4/dt \rightarrow 0$, из (3) нетрудно определить амплитуды волн $b_2(\infty)$ и $b_4(\infty)$, а используя выражение для запасенной энергии $W = PT$ [4], где P — мощность бегущей волны резонатора, для запаса энергии на каждом из взаимодействующих резонансов при оптимальной величине связи $k = k_0$ можно получить следующие соотношения:

$$W_{11} = |b_2(\infty)|^2 T \approx W_0 / (1 + h^2/\alpha\beta), \quad (4)$$

$$W_{12} = |b_4(\infty)|^2 T \approx (h^2/\beta^2) W_{11}$$

$$\text{при } h \ll \frac{\beta}{2}, \quad k_0 = \sqrt{2\left(\alpha + \frac{h^2}{\beta}\right)}, \quad W_0 = \frac{|a_1|^2}{2\alpha} T; \quad (5)$$

$$W_{21} \approx \frac{27}{4} \frac{\alpha}{\beta} W_0, \quad W_{22} \approx \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\beta} W_0$$

$$\text{при } h = \beta/2, \quad k_0 = \sqrt{(2/3)(\alpha + \beta)};$$

$$W_{31} = W_{11}, \quad W_{32} = (h^2/\beta^2) W_{11} \quad (6)$$

$$\text{при } h \gg \beta/2, \quad h \ll \sqrt{\beta}, \quad k_0 = \sqrt{2(\alpha + h^2/\beta)}.$$

При $h \gg \sqrt{\beta}$, $h \leq 1$ резонансную систему можно рассматривать как единый резонатор и для запаса энергии записать равенства:

$$W_{41} \approx W_{42} = (W_0/2)(\alpha/\beta) \quad (7)$$

$$\text{при } k_0 = \sqrt{2(\alpha + \beta)},$$

На рис. 2 приведена зависимость запаса энергии на каждом из взаимодействующих колебаний и их суммарного запаса от величины межвидовой связи h . Из рисунка видно, что по мере роста h происходит перераспределение энергии между колебаниями от полного ее накопления на рабочем виде при слабой связи ($h \ll \beta/2$) до практически полного накопления на паразитном колебании при сильной связи ($h \gg \beta/2$, $h \ll \gamma\beta$) и последующее выравнивание запаса энергии на каждом из колебаний при очень сильной связи ($h \gg \gamma\beta$). При этом общий запас энергии монотонно снижается до уровня, определяемого добротностью паразитного вида колебаний.

Следствием такого перераспределения энергии между колебаниями может быть существенное изменение параметров формируемых импульсов, которые легко определяются из (1)–(3), если предположить, что энергия выводится через элемент связи k , величина которого в момент вывода скачком увеличивается до значения $m \gg k_0$ и при этом $a_1 = 0$. Тогда для волны $b_1(t)$ на выходе системы можно записать следующее равенство:

$$b_1(t) \simeq -jmb_2(t) + mh b_4(t), \quad (8)$$

где $b_2(t)$, $b_4(t)$ — амплитуды волн в резонаторах, даваемые решением системы (3) при $a_1 = 0$. В частности, при $h \ll \left| \frac{T}{2} \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1} \right) \right| = \frac{m^2}{4}$ имеем

$$b_1(t) \simeq -jmb_{20} \exp(\lambda_1 t) \pm \frac{2h}{m} b_{40} (\exp(\lambda_1 t) - \exp(\lambda_2 t)), \quad (9)$$

где

$$b_{20} = b_2(0), \quad b_{40} = b_4(0), \quad \tau_1' = T/(\alpha + m^2/2), \\ \lambda_1 = -(1 - h^2(m^2/4)^{-1})/\tau_1', \quad \lambda_2 = -(1 + h^2\tau_1'\tau_2 T^{-2})\tau_2.$$

При этом если практически вся энергия запасена на рабочем виде колебаний, то на выходе системы наблюдается «нормальный» СВЧ импульс с амплитудой $m_2 b_{20} = \frac{m^2}{2\alpha} |a_1|^2$, спадающий по экспоненциальному закону с постоянной $\tau_1'/2$. В противном случае амплитуда, форма и длительность импульса существенным образом зависят от амплитуды волны b_{40} . В пределе же, когда практически вся энергия запасена на паразитном колебании, т. е. при $h \gg \beta/2$, $h \ll \gamma\beta$, имеем

$$|b_1(t)|^2 \simeq \frac{4h^2}{m^2} b_{40}^2 (\exp(\lambda_1 t) - \exp(\lambda_2 t))^2. \quad (10)$$

Из (10) нетрудно видеть, что при этом, несмотря на сильную связь резонансной системы с ВЧ трактом ($m \gg k_0$) и достаточно большой запас энергии ($W \geq \frac{\alpha}{\beta} W_0$), на выходе системы импульс практически отсутствует, т. е. почти вся энергия рассеивается в резонаторе на паразитном виде колебаний.

Из (1)–(3) также нетрудно получить, что при $h = m^2/4$ в наиболее интересном случае, когда накопление идет при очень сильной межвидовой связи ($h \gg \gamma\beta$) и запас энергии на каждом из взаимодействующих колебаний одинаков, $|b_1(t)|^2$ дается выражением

$$|b_1(t)|^2 \simeq m^2 b_{20}^2 \exp\left(-\frac{2t}{\tau_1'}\right) \left[\left(1 \mp \frac{t}{2\tau_1'}\right)^2 + \frac{t^2}{(2\tau_1')^2} \right], \quad (11)$$

где знаки « \mp » и « \rightarrow » соответствуют синфазности или противофазности волн $b_2(t)$ и $b_4(t)$ после завершения процесса накопления энергии. Из (11) следует, что при $h = m^2/4$ на выходе системы может наблюдаться либо укороченный ($\sim 0.5\tau_1'$), близкий к экспоненциальному импульс СВЧ, либо, наоборот, удлиненный ($\sim 3\tau_1'$) импульс с огibaющей, достаточно близкой к прямоугольной форме. Амплитуда импульсов при этом одинакова и в отношении $\alpha/2\beta$ раз меньше, чем при накоплении и выводе энергии на «чистом» рабочем виде колебаний.

Если в резонансной системе при выводе энергии реализуется условие $h \gg m^2/4$, то $|b_1(t)|^2$ имеет вид

$$|b_1(t)|^2 \simeq m^2 b_{20}^2 (\cos^2 \Omega t + h^2 \sin^2 \Omega t - h \sin 2\Omega t) \times \\ \times \exp(-t/\tau_1') + m^2 b_{40}^2 (\sin^2 \Omega t + h^2 \cos^2 \Omega t + h \sin 2\Omega t) \exp(-t/\tau_1'), \quad (12)$$

где $\Omega = h/T$. При этом наибольший интерес также представляет случай, когда на-

копление идет при очень сильной связи ($h \gg \sqrt{\beta}$) и запас энергии на каждом из колебаний одинаков. Тогда из (12) находим

$$|b_1(t)|^2 = m^2 b_{20}^2 \exp(-t/\tau_1') (1+h^2) \quad (13)$$

и, следовательно, амплитуда выходного сигнала в этом случае в $(1+h^2)$ раз больше, чем при $h=m^2/4$. Если же запас энергии на каждом из колебаний неодинаков, то, как видно из (12), на выходе системы будет формироваться экспоненциальный импульс с неполной синусовой модуляцией спада. Амплитуда импульса при этом по сравнению с амплитудой, даваемой выражением (13), будет несколько снижена.

Таким образом, полученные в работе результаты показывают, что при формировании СВЧ импульсов путем накопления и вывода энергии из многомодовых резонаторов наличие в таких резонаторах межвидовой связи может приводить к существенным изменениям ожидаемых параметров формируемых импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. — М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 79.
2. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М.: Сов. радио, 1966. С. 7.
3. Штейншлейгер В. Б. Явление взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. — М.: Оборонгиз, 1955. С. 23.
4. Альтман Дж. Устройства СВЧ. — М.: Мир, 1968. С. 468.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском политехническом
институте

Поступила в редакцию
22 декабря 1987 г.

УДК 621.385.69

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ПРОДОЛЬНОЮ СТРУКТУРУ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ И КПД ГИРОТРОНА

Г. С. Нусинович, А. В. Пылин

Для получения высокого кпд при большом токе пучка в гиротронах широко используются резонаторы с добротностями, близкими к минимальной дифракционной величине. Как известно [1], по мере приближения дифракционной добротности к минимальной величине продольная структура высокочастотного поля резонатора становится нефиксированной, т. е. начинает зависеть от параметров электронного пучка. Ранее теория стационарной генерации в гиротроне с нефиксированной структурой поля была развита в [1], нестационарная теория — в [2, 3].

Численные методы, использованные в [1–3], в отличие от применяемых в теории гиротрона с фиксированной структурой поля достаточно сложны и требуют больших затрат машинного времени. В связи с этим практический интерес представляют приближенные методы, позволяющие учесть влияние пучка на структуру поля и кпд гиротрона относительно просто, т. е. при существенно меньшем объеме вычислений. В настоящей работе рассматривается гиротрон с достаточно высокодобротным резонатором, на продольную структуру поля которого электронный пучок оказывает слабое влияние. Это влияние учитывается методом последовательных приближений.

В соответствии со сказанным выше представим функцию f , удовлетворяющую уравнению для нефиксированной продольной структуры поля в резонаторе [1]

$$d^2 f/d\xi^2 + \gamma^2 f = I \langle \rho \rangle, \quad (1)$$

в виде

$$f = F f_0 + f_1, \quad (2)$$

где функция f_0 описывает структуру поля «холодного» резонатора, т. е. определяется уравнением

$$d^2 f_0/d\xi^2 + \gamma_0^2 f_0 = 0, \quad (3)$$

F является ее амплитудой, а добавок f_1 ($|f_1| \ll F|f_0|$) определяется следующим из (1), (3) уравнением

$$d^2 f_1/d\xi^2 + \gamma^2 f_1 = I \langle \rho \rangle - (\gamma^2 - \gamma_0^2) F f_0. \quad (4a)$$

В (1)–(4a) $\xi = (\pi \beta_{10}^2 / \beta_{\parallel}) (z/\lambda)$ — приведенная продольная координата, $\gamma = (2/\beta_{10}^2) \times \times (k_{\parallel} v_{\parallel} / \omega_{H_1})$ — приведенное продольное волновое число. Здесь