

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

$$f = Ff_0 + f_1, \quad (2)$$

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

$$d^2 f_1/d\xi^2 + \gamma^2 f_1 = I\langle\rho\rangle - (\gamma^2 - \gamma_0^2) Ff_0. \quad (4a)$$

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

$$I = 16 \frac{e|I_0|}{m_0 c^3} \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}^6} \frac{J_{m-1}^2(k_0 R_0)}{J_m^2(k_0 R_p) [(k_0 R_p)^2 - m^2]}$$

— параметр, пропорциональный току пучка $|I_0|$; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, m — азимутальный индекс, R_0 и R_p — радиусы электронного пучка и резонатора. Величина ρ , характеризующая поперечный импульс электронов, определяется уравнением движения

$$dp/d\zeta + ip(\Delta + |\rho|^2 - 1) = if \quad (5)$$

с условием $p(0) = \exp(i\theta_0)$ на входе в пространство взаимодействия, угловые скобки $\langle \dots \rangle$ в (1), (4а) означают усреднение по начальным фазам электронов $\theta_0 \in [0; 2\pi]$. В (5) параметр Δ характеризует расстройку циклотронного резонанса.

Пользуясь предложенным методом последовательных приближений, последний член в правой части уравнения (4) можно представить в виде [1]

$$F(\gamma^2 - \gamma_0^2) = I \left(\int_0^{\mu} \langle p \rangle f_0^* d\zeta / \int_0^{\mu} |f_0|^2 d\zeta \right),$$

что позволяет переписать уравнение (4а) в виде

$$\frac{d^2 f_1}{d\zeta^2} + \gamma^2 f_1 = I \left\{ \langle p \rangle - f_0 \frac{\int_0^{\mu} \langle p \rangle f_0^* d\zeta}{\int_0^{\mu} |f_0|^2 d\zeta} \right\}. \quad (4б)$$

Если в уравнении движения электронов (5) пренебречь добавком f_1 (т. е. считать в правой части $f = f_0 F$), то выражение, стоящее в уравнении (4б) в фигурных скобках, от f_1 не зависит, что позволяет проинтегрировать это линейное (в данном случае) дифференциальное уравнение аналитически. С учетом стандартных граничных условий отсутствия поля в закритическом входном сечении $f_1(0) = 0$ и условия излучения в выходном сечении $df_1/d\zeta|_{\mu} = -i\gamma f_1(\mu)$ решение (4б) имеет вид

$$\tilde{f}_1 = -\frac{\sin(\gamma\zeta)}{\gamma} \int_0^{\mu} \Phi e^{-i\gamma\zeta} d\zeta - \frac{1}{\gamma} \int_0^{\zeta} \Phi \sin[\gamma(\zeta' - \zeta)] d\zeta'. \quad (6)$$

Здесь через Φ обозначено выражение, стоящее в (4б) в фигурных скобках, $\tilde{f}_1 = f_1/I$.

Таким образом, для определения влияния пучка на продольную структуру поля резонатора к обычной процедуре расчета гиротрона в приближении фиксированной

структуры поля оказывается достаточно добавить выражение (6) для добавки \tilde{f}_1 . Подстановка в уравнение движения (5) функции f , определенной с учетом (6), позволяет определить влияние нефиксированности структуры поля на поперечный кпд гиротрона:

$$\eta_{\perp} = 1 - \langle |\rho(\mu)|^2 \rangle.$$

Заметим, что параметр тока I , который в данном случае является малым параметром, может быть выражен через отношение минимальной дифракционной добротности $Q_{\text{диф}}^{\min}$ к полной добротности Q ($\alpha = Q_{\text{диф}}^{\min}/Q$). Используя определение параметра тока I и выражение $Q_{\text{диф}}^{\min} \simeq 4\pi(L/\lambda)^2$, данные в [1], а также уравнение баланса активных мощностей в гиротроне с фиксированной структурой поля, параметр тока можно выразить в виде

$$I = 2\pi \frac{\int_0^{\mu} |f_0|^2 d\zeta}{\mu^2} \frac{F^2}{\eta_{\perp}} \alpha. \quad (7)$$

Из уравнений (1), (5) нетрудно получить условие допустимости использования приближения фиксированной структуры поля, $I \ll 1/\mu^2$, которое, строго говоря, имеет место лишь при токах, близких к стартовым. Поскольку величина η_{\perp}/F^2 , являющаяся мнимой частью диэлектрической восприимчивости χ'' электронного пучка по отношению к полю резонатора, по крайней мере в рамках линейной теории, по порядку величины равна [4] $\chi'' \sim \mu^2/\Delta$, а расстройка Δ обычно варьируется в пределах от нескольких десятых до единицы, то из (7) можно сделать вывод, что условие $I \ll 1/\mu^2$ эквивалентно условию $\alpha \ll 1$.

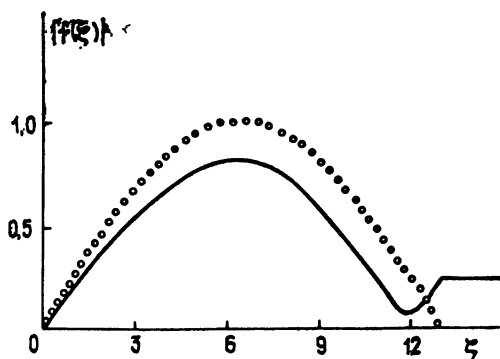


Рис. 1.

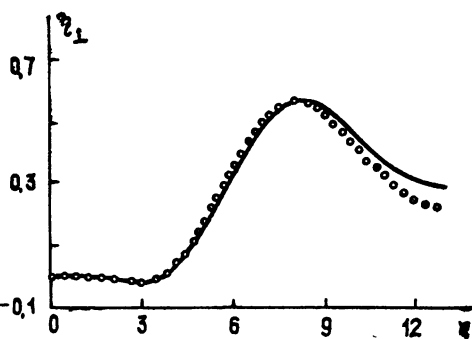


Рис. 2.

Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 изображен модуль поля $|f|$ при характерных значениях параметров гиротрона $F=0,24$, $\mu=12,5$, $\Delta=0,63$; для сравнения кружками показана исходная фиксированная структура поля $f_0 = \sin(\pi\xi/\mu)$. На рис. 2 изображены соответствующие зависимости текущих значений поперечного кпд; кружки соответствуют фиксированной структуре поля. Влияние электронного пучка приводит к уменьшению максимума поля в центре резонатора и появлению «хвоста», ответственного за дифракционный вывод СВЧ энергии, что способствует увеличению кпд. При выбранных параметрах кпд увеличивается на 3%. Следует заметить, что вопрос о соответствии полученных результатов данным теории гиротрона с нефиксированной структурой поля зависит от выбора исходной фиксированной структуры поля f_0 и величины тока пучка, поскольку при изменении тока нефиксированная структура поля f существенно меняется [1-3].

На рис. 3 изображены зависимости стартового тока от расстройки Δ , построенные для гиротрона с исходной фиксированной структурой поля $f_0 = \sin(\pi\xi/\mu)$ (сплошная кривая) и с учетом влияния электронного пучка (пунктирная кривая). В принципе, такой учет влияния пучка, как показано в [5], позволяет описать переход от структуры поля с одной вариацией к полю с двумя и более продольными вариациями.

Развитый метод позволяет оценивать влияние тока пучка на структуру поля, стартовый ток и кпд в режимах генерации, рассчитываемых в приближении фиксированной структуры поля.

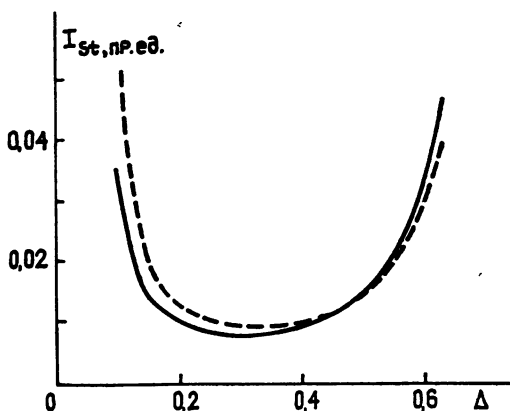


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 4. С. 622.
2. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 106.
3. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 5. С. 1031.
4. Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 2. С. 290.
5. Братман В. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 10. С. 1538.