Авторы выражают глубокую благодарность акад. А. М. Балдину за предоставленную возможность проведения калибровки детектора зарядов на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Vernov S. N. et al.//Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. 1981. V. 8. P. 49—52. [2] Vernov S. N. et al.//Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. 1985. V. 2. P. 52—55. [3] Israel M. N. et al.//Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf. 1979. V. 1. P. 323—328. [4] Iwata S.//DPNU-3-79, preprint Nagoya University. Nagoya, Japan, 1979. [5] Caldwell J. H.//Astrophys. J. 1977. **218**. P. 269—285. [6] Chappel I. H., Webber W. R.//Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. 1981. V. 2. P. 59—62. [7] Simon M. et al.//Astrophys. J. 1980. **239**. P. 712—724.

Поступила в редакцию
05.02.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.373.51

СВЧ ГЕНЕРАТОР НА ДИОДЕ ГАННА, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ДИСКОВЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

И. И. Минакова, В. И. Панов, Б. Г. Симеонова (Болгария)

(кафедра физики колебаний)

Создание прецизионных СВЧ генераторов малой и средней мощности представляет собой актуальную задачу как научного, так и практического плана. Основным элементом, определяющим стабильность частоты автоколебаний при оптимальных параметрах схемы стабильного генератора, является стабилизирующий резонатор.

Наилучшие результаты по стабильности и воспроизводимости частоты получены при использовании сверхпроводящих резонаторов с сапфировым заполнением при охлаждении до $T \approx 2$ К [1]. Добротности, реализованные на дисковых и кольцевых диэлектрических резонаторах (ДР) из сапфира $Q=2{,}5\cdot10^5$ при 300 К и $Q=10^8$ при $T=77$ К для 8÷10 ГГц, свидетельствуют о перспективности использования таких резонаторов в качестве стабилизирующих элементов генераторов.

Первые работы по созданию генераторов, стабилизированных ДР [2, 3], дали обнадеживающие результаты. Целью настоящей работы является детальное исследование процессов в генераторе СВЧ, стабилизированном по трехконтурной схеме [4, 5] с помощью многомодового ДР.

В предположении слабой связи между высокодобротными модами дискового резонатора эквивалентную схему генератора можно представить в виде, показанном на рис. 1, *а*.

При рассмотрении одночастотных автоколебаний движение в такой системе описывается уравнениями

$$\ddot{x}_1+2\delta_1(x_1)\dot{x}_1+\nu_1{}^2x_1+\alpha_{12}\ddot{x}_2=0,$$

$$\ddot{x}_2+2\delta_2\dot{x}_2+\nu_2^2x_2+\alpha_{21}\ddot{x}_1+\sum_{i=1}^{n}\alpha_{2i}\ddot{x}_{3i}=0,$$

$$\ddot{x}_3+2\delta_3\dot{x}_{3i}+\nu_{3i}{}^2x_{3i}+\alpha_{i2}\ddot{x}_2=0,\ i=1\ \dots\ n,$$

где введены следующие эквивалентные сосредоточенные параметры: δ_2, δ_{3i} — эквивалентные коэффициенты затухания резонатора генератора и мод стабилизирующего ДР, $\delta_1(x_1)$ — нелинейное затухание активного элемента, ν_1, ν_2 — парциальные частоты резонатора генератора и промежуточного резонатора (ПР), ν_{3i} — парциальные частоты мод стабилизирующего резонатора.

Если расстройка между модами $\nu_{3k}-\nu_{3k\pm1}$ больше полосы пропускания Δf_2 ПР или если Q_{3k} и $Q_{3k\pm1}$ отличаются друг от друга больше чем на порядок, то можно ограничиться для каждой k-й моды резонатора рассмотрением обычной трехконтурной схемы. В таком приближении система (1) распадается на n независимых трехконтурных систем.

В этом случае в одночастотном режиме движение в системе имеет вид

$$x_1=a\sin\omega t;\quad x_2=b\sin(\omega t-\varphi);\quad x_3=c\sin(\omega t-\psi).$$

Уравнения генерируемых частот стационарных колебаний могут быть представлены так:

$$f_1=f\left(1-k_1^2\frac{M}{M^2+N^2}\right)^{1/2},\quad \text{где } M=\frac{f^2-f_2^2}{f^2}-k_2^2\frac{f^2(f^2-f_3^2)}{(f^2-f_3^2)^2+f^4\delta_3^2};$$

$$N=\delta_2+\frac{k_2^2f^4\delta_3}{(f^2-f_3^2)^2+f^4\delta_3^2};\quad f=\frac{\omega}{2\pi};\quad k_1^2=\alpha_{12}\alpha_{21};\quad k_2^2=\alpha_{23}\alpha_{32}.$$

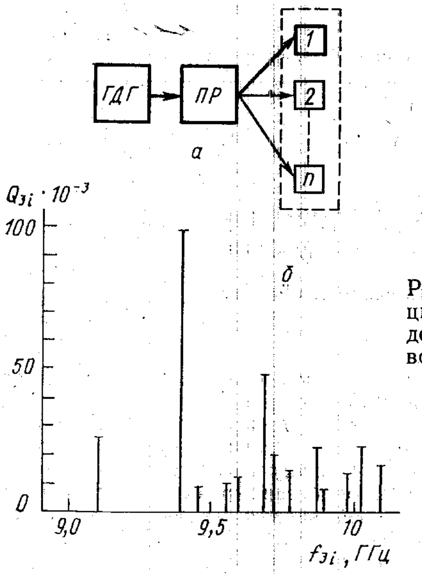

Рис. 1. *а* — Блок-схема стабилизации частоты СВЧ генератора на диоде Ганна (ГДГ) с помощью дискового ДР. *б* — Спектр и добротности мод колебаний дискового ДР

Соответствующие амплитуды при кубической характеристике нелинейного активного элемента в резонаторе генератора (a), в промежуточном (b) и стабилизирующем (c) резонаторе определяются из выражений

$$a^2=\frac{4}{\delta_1}\left(-\delta_0-k_1^2\frac{M}{M^2+N^2}\right);\quad b^2=a^2\frac{\alpha_{12}^2}{\alpha_{21}^2}\,\frac{k_1^2}{M^2+N^2};\quad c^2=b^2\frac{\alpha_{23}^2}{\alpha_{32}^2}\,\frac{k_2^2f^4}{(f^2-f_3^2)^2+f^4\delta_3^2}.$$

Однако при этом для достаточно широкого диапазона перестройки парциальной частоты ν_1 контура генератора в системе возможен переход из области стабилизации на k-й моде к области стабилизации на другой, $(k\pm1)$-й моде колебаний в ДР.

Диэлектрический резонатор, использованный в работе, изготовлен из монокристалла лейкосапфира с $\varepsilon=8{,}5$. Размеры диска $D=98$ мм и $H=9$ мм выбирались такие, чтобы в нем возбуждались моды типа EH_{iin}. Дисковые ДР, как правило, обладают большим числом слабо связанных между собой мод с различными добротностями. Для стабилизации использовался ДР, спектр частот и соответствующих добротностей которого приведен на рис. 1, *б*. Из рис. 1, *б* видно, что моды существенно разнесены по частотам $\dfrac{\nu_i-\nu_{i+k}}{(\nu_i+\nu_{i+k})/2}\gg\dfrac{1}{Q_{i,k}}$, а в приближении слабой связи между модами можно рассматривать колебания по каждой из мод независимыми.

Экспериментальное исследование амплитудных и частотных характеристик системы стабилизации частоты с дисковым ДР проводилось для генератора с диодом Ганна. Установка позволила варьировать следующие параметры системы: ν_1, ν_2, Q_i, k_1 и k_2. Частоту ν_1 генератора можно было изменять от 8,5 до 10,5 ГГц путем перемещения поршня в резонаторе генератора. Генератор реактивно связан с ПР. Связь k_1 регулировалась двумя подстроечными винтами. В качестве ПР применялась раздвижная коаксиально-волноводная линия, которая заканчивалась открытой частью волновода, частично заполненного сапфиром. Добротность ПР на парциальной частоте $\nu_2 \to Q_2 \approx 100$.

Связь k_2 регулировалась за счет изменения расстояния между излучающим концом волновода и стабилизирующим резонатором. Частота ν_2 ПР изменялась путем перестройки длины коаксиально-волноводной линии.

В стационарном режиме одночастотные движения в системе зависят от большого числа параметров. Выбирая фиксированные значения всех параметров системы, кроме одного, можно проследить изменение ее состояния.

С точки зрения оптимальной стабилизации частоты наиболее существенна зависимость автоколебаний от парциальной частоты генераторного резонатора. В настоящей работе такая зависимость была получена при $k_2 > k_{2\,кр}$, $k_1 > k_{1\,кр}$ и фиксированных f_2 и f_{3i}. При этом в диапазон перестройки f_1 попадало не менее четырех мод дискового ДР (рис. 2). На рис. 2 приведен случай, когда $f_2 = f_{32}$ (f_{32} — частота наиболее добротной моды ДР).

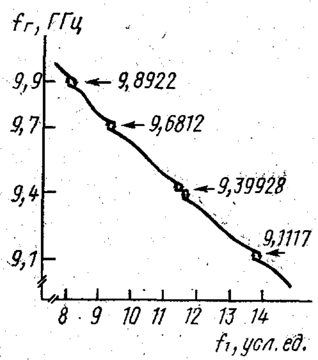

Рис. 2. Экспериментальная зависимость частоты автоколебаний ГДГ с дисковым ДР от перестройки частоты резонатора генератора

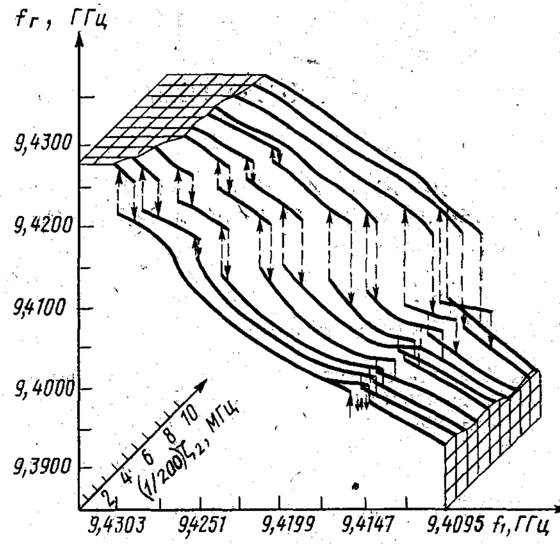

Рис. 3. Зависимости частот генерации от настройки ПР вблизи двух мод дискового ДР ($Q_1 = 10^5$, $Q_2 = 10^3$)

Поскольку добротность Q_{3i} отдельных мод весьма различна, то на нескольких модах наблюдаются частотные кривые типа двухконтурного затягивания, а на самой добротной моде — типа трехконтурного. Из сопоставления рис. 2 и 3 следует, однако, что существенны не только соотношения добротностей мод, но и расстройки $\zeta_{2i} = (\nu_2 - \nu_{3i})/\nu_{3i}$ каждой из мод дискового ДР относительно частоты ПР.

В настоящей работе также приведены исследования зависимости частоты автоколебаний системы от перестройки частоты генератора при фиксированных значениях связи k_1 и k_2 и разных расстройках ζ_2.

На рис. 3 приведены результаты измерения частотных кривых вблизи двух мод дискового ДР с частотами 9,40 и 9,42 ГГц и с сильно различающимися добротностями $Q_k = 99 \cdot 10^3$ и $Q_{k+1} = 10^3$. Частотное расстояние между этими модами было сравнимо с полосой пропускания ПР. На графике прослеживается эволюция перехода системы из одного режима с большим коэффициентом стабилизации S_1 к другому (с меньшим S_2) для каждой из этих мод ДР в зависимости от перестройки ζ_2. Вместе с тем отчетливо видно, что при $\Delta\nu_2 \approx \nu_{3k} - \nu_{3k\pm1}$ наличие двух мод сказывается на характере частотных кривых, и представление системы в виде трехконтурной возможно только при условии, если одна из мод выходит за границы полосы пропускания ПР Δf_2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Минакова И. И., Назаров В. И., Панов В. И. Деп. ВИНИТИ № 1805—82. М., 1982. [2] Панов В. И., Станков П. Р.//Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 1. С. 213—216. [3] Абрамов А. А., Царапкин Д. П.//Стабилизация частоты и прецизионная радиотехника (ВИМИ). М., 1983. Ч. 1. С. 28—32. [4] Зубиетов П. И., Минакова И. И., Минина Г. П., Панов В. И.//Изв. вузов, сер. Радиоэлектроника. 1981. 24, № 7. С. 29—33. [5] Лебединский С. А., Минакова И. И., Назаров В. И.//Радиотехн. и электроника. 1985. 3, № 1. С. 94—101.

Поступила в редакцию
17.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.26:548.53

УЧЕТ ИСКАЖЕНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ В ТЕОРИИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

М. А. Андреева

(кафедра физики твердого тела)

Дифракция в скользящей геометрии — новый метод исследования нарушений в тонких поверхностных слоях кристаллов [1]. Теория скользящей дифракции развита только для простейших случаев идеального кристалла и идеального кристалла с аморфной или кристаллической пленкой. Развитая в настоящей работе теория позволяет рассматривать произвольные профили изменения параметров среды вблизи поверхности.

В [2] получена система линейных дифференциальных уравнений для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей блоховских волн, являющаяся обобщением уравнений Такаги на случай дифракции в условиях полного отражения:

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} \mathbf{H}_{1t} \\ [\mathbf{qE}_1] \\ \mathbf{H}_{2t} \\ [\mathbf{qE}_2] \end{pmatrix} = ik\begin{pmatrix} -n_1 I & (1+\chi_0)I-\mathbf{b}_1\cdot\mathbf{b}_1 & 0 & \chi_{\bar h} I \\ I-\mathbf{a}_1\cdot\mathbf{a}_1(1-\chi_0) & -n_1 I & \chi_{\bar h}\mathbf{a}_1\cdot\mathbf{a}_2 & 0 \\ 0 & \chi_h I & -n_2 I & (1+\chi_0)I-\mathbf{b}_2\cdot\mathbf{b}_2 \\ \chi_h\mathbf{a}_2\cdot\mathbf{a}_1 & 0 & I-\mathbf{a}_2\cdot\mathbf{a}_2(1-\chi_0) & -n_2 I \end{pmatrix}\times$$

$$\times\begin{pmatrix} \mathbf{H}_{1t} \\ [\mathbf{qE}_1] \\ \mathbf{H}_{2t} \\ [\mathbf{qE}_2] \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{q}$ — единичный вектор нормали к поверхности (оси z), $\mathbf{H}_{it}=I\mathbf{H}$, $I=1-\mathbf{q}\cdot\mathbf{q}$; индексы 1, 2 относятся к проходящей и дифрагированной волнам соответственно; $\chi_{0,h,\bar h}$ — фурье-компоненты восприимчивости; $\mathbf{b}_{1,2}$ — тангенциальные компоненты волновых векторов (в единицах ω/c); $\mathbf{a}_i=[\mathbf{b}_i\mathbf{q}]$; $n_1=\sin\vartheta_1$, ϑ_1 — угол скольжения падающей волны, $n_2=\sin\vartheta_1+(\boldsymbol{\tau}\mathbf{q})$, $\boldsymbol{\tau}$ — вектор обратной решетки (в единицах ω/c). Точка между векторами в (1) обозначает их внешнее произведение (диаду).

Система из восьми дифференциальных уравнений (1) описывает как взаимодействие проходящей и дифрагированной волн, так и преобразование поляризации. Разделение собственных поляризаций в (1) возможно непосредственно, только когда падающая, зеркально отраженная и дифрагированные волны лежат в одной плоскости. При дифракции в скользящей геометрии собственные поляризации граничной и дифракционной задач не совпадают; однако эффект «зацепления» ортогональной поляризации мал [3], поэтому для случая скользящей дифракции имеет смысл «расцепить» в системе (1) π- и σ-поляризации приближенно. Пренебрегая для собственных векторов $\mathbf{H}_{it}$ и $[\mathbf{qE}_i]$ проекциями $\mathbf{b}_i$ в случае σ-поляризации (а в случае π-поляри-