

09

© 1992

ЯВЛЕНИЕ АВТОСТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ
В ГЕНЕРАТОРАХ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯВ.Г. Курин, Б.К. Скрынник,
В.П. Шестопалов

При экспериментальном исследовании генераторов дифракционного излучения (ГДИ) обнаружен режим автостабилизации частоты генератора, обусловленный взаимодействием колебаний (волн) в открытом резонаторе (ОР) ГДИ.

Как известно [1], колебательным контуром ГДИ является высокочастотный ОР, составленный из двух зеркал. На одном из них расположена в виде узкой полосы дифракционная решетка (ДР) вдоль которой движется электронный поток. Через щель в зеркале ОР запасенная энергия поступает в нагрузку. Обычно стабилизация частоты генераторов осуществляется воздействием на него внешними высокостабильными источниками и устройствами [2]. В данной работе рассматривается повышение стабильности частоты генераторов на основе явления взаимодействия электромагнитных колебаний [3]. Результаты экспериментов, в которых было впервые зарегистрировано стабилизирующее воздействие явления взаимодействия электромагнитных волн на частоту генератора, были опубликованы в работе [4]. В [4] также приведены оценки условий при выполнении которых в ОР ГДИ наблюдается возбуждение колебаний, способных вступать во взаимодействие.

Полученный дополнительный экспериментальный материал позволил выявить одну из физических моделей морсовской критической точки (МКТ) [5, 6] и на ее основе рассмотреть физические явления, приводящие к повышению или снижению стабильности частоты генератора.

Экспериментальные результаты приведены на рис. 1, где кривые $f(U_a)$ и $P(U_a)$ представляют соответственно зависимость частоты и выходной мощности от одного напряжения U_a в зоне электронной перестройки частоты генератора, работающего на согласованную нагрузку. На дисперсионной кривой $f(U_a)$ видны изгибы, обведенные кружками, и разрывы, отмеченные штриховыми линиями. Такие явления наблюдаются в областях раздвоения колебаний, т.е. когда в ОР ГДИ выполняются условия [4] для возбуждения двух типов колебаний с равными или близкими частотами. При этом такие колебания имеют разные фазовые скорости медленных дифракционных гармоник [1] вдоль ДР, в результате одно из колебаний не взаимодействует с электронным потоком, и возбуждается по причине совпадения частот.

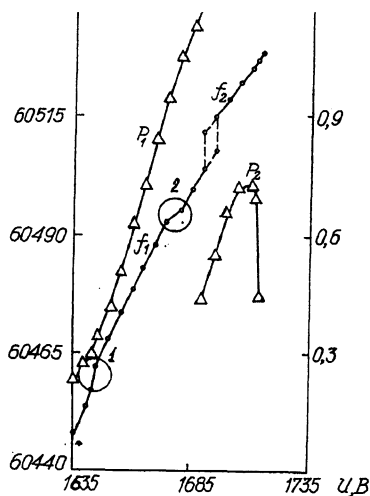


Рис. 1.

Взаимодействие между такими колебаниями и обуславливает появление изгибов на дисперсионной кривой $f(U_\alpha)$. Совпадение фазовых скоростей медленных дифракционных гармоник приводит к тому, что электронный поток взаимодействует с обоими колебаниями при этом наблюдается изменение выходной мощности, а также перескоки с одного колебания на другое с меньшим пусковым током. На дисперсионной кривой $f(U_\alpha)$ рис. 1 такому событию соответствует скачкообразное изменение частоты $f_1 \rightarrow f_2$ и выходной мощности $P_1 \rightarrow P_2$.

Изгибы спектральной кривой $f(U_\alpha)$ вызывают изменение крутизны электронного смещения частоты S_ω , определяющей степень стабильности частоты генератора. В первой области взаимодействия $S_\omega = 5$ МГц/В, во второй $S_\omega = 0.4$ МГц/В.

Крутизна электронного смещения частоты на дисперсионной кривой между областями взаимодействия 1 и 2 равна $S_\omega = 0.92$ МГц/В, в то время как в первой области взаимодействия она более чем в пять раз выше, а во второй в 2.3 раза меньше.

Для анализа физических явлений, лежащих в основе изменения дисперсионных характеристик ГДИ в областях взаимодействия колебаний, построим диаграмму Вина [3] рис. 2 в плоскости (f, U_α) , пользуясь при этом понятием МКТ и свойством симметрии спектральных линий в окрестности МКТ [5, 6]. Ориентация диаграммы в координатах (f, U_α) приведена в соответствие с экспериментом. Для удобства плоскость разделена на два полупространства прямой, проходящей через МКТ, которая обозначена звездочкой.

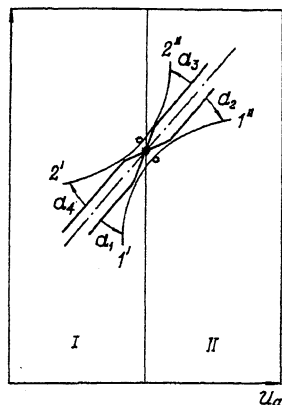


Рис. 2.

Для простоты рассмотрим полуволновый ОР с плоскими зеркалами. Взаимодействие волн в нем сопровождается суммированием противоположных векторов \vec{E}_x и \vec{H}_y в окрестности скин-слоя. При выполнении условий резонанса для обоих колебаний (состояние вырождения) совмещение пучностей магнитного поля волн, векторы плотности полного тока которых противоположны, приводит к „исчезновению“ этих векторов, т.е. к изменению их во времени $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z} \right)$, в результате поля волн оказываются „сшиты“ и для них состояние вырождения заменяется состоянием смешанного (междутипового) резонанса в МКТ. Смещение точки генерации для ветви $1' - 1''$ относительно точки вырождения, обозначенной на графиках Вина кружком, в направлении второго полупространства приводит к укорочению длины волны генерации (рост \mathcal{U}_a), в результате условия резонанса нарушаются, пучность магнитного поля волн приподнимается над скин-слоем и в его окрестности сосредотачивается электрическое поле волны. Суммирование противоположных векторов \vec{E}_x приводит к их „исчезновению“, т.е. к изменению во времени $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} \right)$, в результате реактивность

ОР изменяется, причем так, что его собственная частота уменьшается, т.е. λ генерации удлиняется, а ветвь дисперсионной линии поворачивается на угол α_2 во втором полупространстве.

Смещение генерации с точки вырождения (ветвь - $1' - 1''$) в направлении первого полупространства приводит к удлинению волны генерации (уменьшение \mathcal{U}_a), в окрестности скин-слоя сосредотачивается электрическое поле волны. Как и в первом случае, суммирование противоположных векторов \vec{E}_x сопровождается

появлением плотности тока смещения $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} \right)$, в результате реактивность ОР изменяется, причем так, что его собственная частота увеличивается, λ генерации укорачивается, а ветвь дисперсионной линии поворачивается на угол α_4 , но уже в первом полупространстве. Видно, что при этом спектральные линии переходят из одного полупространства в другое, избегая вырождения, наблюдается „сшивание“ линий через МКТ и обусловленные этим изгибы.

Таким образом, суммирование векторов электромагнитного поля приводит к образованию в ОР плотности токов смещения, которые изменяют собственную частоту этого резонатора. При условии взаимодействия волн только с противоположными векторами и отсутствии токов проводимости для области взаимодействия уравнения Максвелла можно записать в следующем виде:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial z} \right), \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} \right). \quad (2)$$

Как видно из рис. 2, сшивание спектральных линий на пути 1'-2" сопровождается сложением приращения частоты от междутипового взаимодействия (приращение собственной частоты свободных колебаний ОР) и от воздействия анодного напряжения, в результате кругизна электронного смещения частоты увеличивается. Такому режиму ГДИ на рис. 1 соответствует первая область, где наблюдается увеличение S_3 . На пути 2'-1'' указанные приращения имеют противоположные знаки и колебательная система стремится сохранить частоту генерации постоянной, т.е. наблюдается режим автостабилизации. В эксперименте автостабилизация наблюдается в диапазоне изменения анодного напряжения $\Delta U_a = 5$ В.

Таким образом, здесь впервые продемонстрирована возможность автостабилизации частоты в автогенераторах с высокочастотными собственными колебательными системами путем создания вблизи МКТ междутиповых колебаний ОР ГДИ. При этом также продемонстрирована возможность „сшивать“ поля электромагнитных колебаний без провалов и потерь выходной мощности.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш е с т о п а л о в В.П. Дифракционная электроника. Харьков. Вища школа, 1976. 231 с.

- [2] В а м б е р с к и й М.В., К а з а н ц е в В.И., Ш е л у - х и н С.А. Передающие устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1985. 145 с.
- [3] Ш т е й н ш л е й г е р В.Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. М.: Оборонгиз, 1955. 114 с.
- [4] К у р и н В.Г., С к р ы н н и к Б.К., Ш е с т о п а - л о в В.П. // ДАН СССР. 1991. Т. 327, В. 1. С. 93-95.
- [5] М е л е ж и к П.Н., П о е д и н ч у к В.П., Т у ч - к и н Ю.А., Ш е с т о п а л о в В.П. // ДАН СССР. 1988. Т. 300. В. 6. С. 1356-1359.
- [6] Ш е с т о п а л о в В.П., С и р е н к о Ю.К. Динамическая теория решеток. Киев: Наукова думка.

Институт
радиофизики
и электроники
АН Украины,
Харьков

Поступило в Редакцию
23 марта 1992 г.
В окончательной редакции
3 июля 1992 г.