

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ ПИТАНИИ ОТ ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТОКА ЧЕРЕЗ УПРАВЛЯЕМЫЙ КЛЮЧ

Р. А. ВАЙНШТЕЙН, А. Г. ЧИКУНОВ

(Представлена кафедрой электрических станций)

Схема исследуемого генератора приведена на рис. 1. Как видно, эта схема электромагнитного параметрического генератора отличается от классической, описанной в [1] тем, что питание обмоток возбужде-

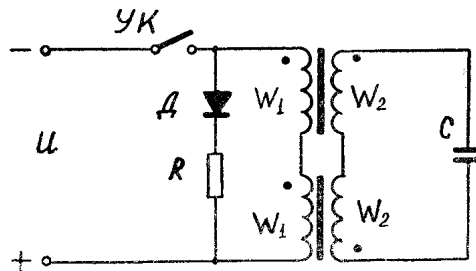


Рис. 1

ния (w_1) производится от источника постоянного тока через управляемый ключ, например, транзистор, и цепь возбуждения зашунтирована цепочкой из диода и резистора для ограничения напряжений на ключе в момент закрывания транзистора. Величина резистора выбирается из условия

$$R \leq \frac{U_k - U}{I_m} \quad (1)$$

где

U — напряжение питания;

U_k — допустимое напряжение на ключе;

I_m — максимальный коммутируемый ток.

По существу схема является автономным инвертором, который в сравнении с известными инверторами позволяет при одном силовом ключе получить из постоянного переменное напряжение, близкое по форме к синусоиде и стабильное по амплитуде в широком диапазоне изменения напряжения источника. Поэтому представляет интерес исследовать условия возбуждения колебаний в такой схеме инвертирования. Колебания возникают в результате модуляции нелинейной индуктивности ферромагнитных сердечников и поддерживаются автопараметрически за счет энергии источника постоянного тока. Дифференциальные уравнения схемы нелинейные и разрешимы в аналитическом виде в ко-

нечных выражениях лишь при определенных аппроксимациях зависимости, связывающей индукцию и напряженность ферромагнитных сердечников.

Условием возбуждения колебаний можно считать выполнение критерия квадрата средней резонансной частоты, предложенного в [2]. Согласно этому критерию контур с периодически изменяющейся нелинейной индуктивностью заменяется эквивалентным колебательным контуром с постоянной во времени индуктивностью, в котором период колебаний равен периоду свободных колебаний действительного контура. Ввиду высокой добротности колебательного контура параметрических генераторов можно собственную частоту считать равной резонансной. Для получения аналитического выражения линейризованной эквивалентной индуктивности предположим, что индуктивность меняется по некоторому закону $l(t)$ и определяет период свободных колебаний в контуре. Разбиваем период на n частей, в каждой из которых считаем индуктивность l_1 и резонансную угловую частоту $\omega_1^2 = \frac{1}{l_1 C}$ постоянными.

За время $\frac{T}{n}$ вектор тока или напряжения свободных колебаний проходит угол $\Delta\varphi = \frac{T}{n} \omega_1$. За весь период

$$\sum_{n=1}^n \frac{T}{n} \omega_1 = 2\pi. \quad (2)$$

Период свободных колебаний в эквивалентном контуре также должен быть равен T , поэтому

$$\sum_{n=1}^n \frac{T}{n} \omega_1 = T \omega_3, \quad (3)$$

где ω_3 — резонансная частота эквивалентного контура.

Устремляя n к бесконечности и переходя к интегралу, получим

$$\omega_3 = \frac{1}{T} \int_0^T \omega_1 dt. \quad (4)$$

Так как емкость конденсатора постоянна, то выражение для эквивалентной индуктивности

$$l_3 = \frac{1}{\left[\frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\sqrt{l(t)}} dt \right]^2}. \quad (5)$$

Использовать формулу (5) в большинстве случаев оказывается затруднительным из-за сложности вычисления интеграла в конечных выражениях. Многочисленные расчеты с последующей экспериментальной проверкой, а также сопоставление расчетных данных для случаев, когда интеграл в (5) может быть вычислен точно, показали, что практически можно использовать приближенное выражение:

$$l_3 = \frac{1}{\frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{l(t)} dt}. \quad (6)$$

Формулы (5) и (6) строго можно применить только для синхронных колебаний, то есть таких, когда отношение периодов изменения индуктивности и параметрических колебаний равно целому числу, так как в этом случае нам заранее известен период колебаний, и поэтому известны пределы интегрирования. Задача исследования условий возбуждения в

случае синхронных колебаний состоит в отыскании электрических величин, при которых ω_s равняется частоте колебаний синхронного режима.

В исследуемой схеме практическую ценность имеют колебания, частота которых в два раза меньше частоты коммутации ключа, так как в этом случае упомянутые выше свойства схемы проявляются наилучшим образом.

Чтобы применить формулу (6), необходимо найти аналитическое выражение подинтегральной функции $\frac{1}{l(t)}$.

Для исследуемой схемы в квазистационарном режиме, когда колебания еще не возникли, такое выражение можно получить, если заменить частный цикл 2 (рис. 2) намагничивания сердечников однозначной кривой 3 и аппроксимировать ее полиномом третьей степени вида

$$h = \alpha b + \beta b^3. \quad (7)$$

Частный цикл 2 однополярного намагничивания сердечников располагается внутри симметричного цикла 1, и координаты b_0 и h_0 его точки m зависят от максимального значения напряженности магнитного поля h_m , величины резистора R и длительности закрытого состояния ключа. Значения b_0 и h_0 измерялись экспериментально путем осциллографирования циклов намагничивания. Эти измерения показали, что при неизменном R и изменении Δb (рис. 2) в реальных пределах b_0 изме-

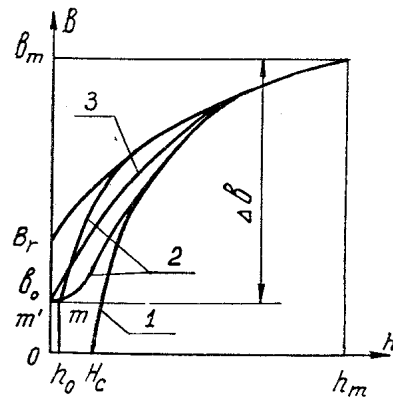


Рис. 2

няется не более, чем на 20%. Это обстоятельство позволяет при анализе считать b_0 постоянной величиной, равной среднему значению из полученных замеров. Физически b_0 и h_0 в квазистационарном режиме определяются равенством энергий: запасаемой в сердечниках при открытом положении ключа и выделяющейся на резисторе при закрытом положении ключа. Кроме этого, всегда $h_0 \ll h_m$ и можно считать $h_0 = 0$. Далее, под мгновенным значением индукции b будем понимать перепад индукции Δb , что эквивалентно переносу начала координат в точку m' . Благодаря переносу начала координат кривая 3 довольно точно аппроксимируется выражением (7), что позволяет решить всю задачу аналитически.

Функцию $\frac{1}{l(t)}$ можно представить:

$$\frac{1}{l(t)} = \frac{1}{\mu_d \frac{2w_2^2 q}{l_{cp}}} = \frac{1}{\mu_d K}, \quad (8)$$

где

μ_d — динамическая проницаемость сердечника;

w_2 — число витков контурной обмотки;
 q — площадь сечения одного сердечника;
 l_{cp} — длина средней силовой линии сердечника.

Для отношения $\frac{1}{\mu_d}$ из (7) можно записать

$$\frac{1}{\mu_d} = \frac{dh}{db} = \alpha + 3\beta b^2. \quad (9)$$

Выражение для b в функции времени можно найти из уравнений электрического равновесия для контура цепи питания в квазистационарном режиме.

При составлении дифференциального уравнения для контура цепи питания пренебрегаем активным сопротивлением обмотки возбуждения, ключ считаем идеальным, а источник питания — имеющим бесконечную мощность. За начало отсчета времени ($t=0$) принимаем момент замыкания ключа.

При замкнутом положении ключа, когда $0 \leq t \leq \frac{T_k}{N}$

$$U = 2qw_1 \cdot \frac{db}{dt}, \quad (10)$$

где

T_k — период коммутации ключа;
 N — скважность импульсов управления;
 w_1 — число витков обмотки возбуждения.

Из (10) находим

$$b = \frac{U \cdot t}{2qw_1}. \quad (11)$$

При закрытом ключе, когда $\frac{T_k}{N} \leq t \leq T_k$,

$$-2qw_1 \frac{db}{dt} = \frac{hl_{cp}}{w_1} R, \quad (12)$$

где h — напряженность магнитного поля в сердечнике;
 Подставляя (7) в (12) и разделяя переменные, получим

$$t - \frac{T_k}{N} = -\frac{2qw_1^2}{l_{cp}R} \int \frac{db}{\alpha b + \beta b^3}. \quad (13)$$

После интегрирования и преобразований

$$b^2 = \frac{\alpha}{C_1 e^{-\frac{t - T_k/N}{\tau}} - \beta}, \quad (14)$$

где $\tau = \frac{qw_1^2}{\alpha l_{cp}R}$.

Постоянную интегрирования определяем из начальных условий

$$t = \frac{T_k}{N}, b_H = \frac{U}{2qw_1} \cdot \frac{T_k}{N},$$

при которых

$$C_1 = \frac{\alpha + \beta b_H^2}{b_H^2}. \quad (15)$$

Подстановка в (6) выражений (8), (9), а затем (11) и (14) дает

$$\frac{1}{l_3} = \frac{1}{T_{KK}} \left[\int_0^{\frac{T_K}{N}} \left(\alpha + \frac{3}{4} \beta \frac{U^2 t^2}{q^2 w_1^2} \right) dt + \right. \\ \left. + \int_{\frac{T_K}{N}}^{T_K} \left(\alpha + 3\beta \frac{\alpha}{C_1 e^{\frac{t - T_K/N}{\tau}} - \beta} \right) dt \right]. \quad (16)$$

После интегрирования

$$\frac{1}{l_3} = \frac{1}{K} \left(\alpha + \frac{1}{4} \beta \frac{U^2 T_K^2}{q^2 w_1^2 N^3} + \right. \\ \left. + \frac{3\alpha\tau}{T_K} \ln \frac{C_1 - \beta \cdot e^{-\frac{T_K}{\tau} \left(1 - \frac{1}{N}\right)}}{C_1 - \beta} \right). \quad (17)$$

Связь электрических величин и параметров схемы на границе возбуждения колебаний находим из уравнения.

$$\frac{1}{L_3 C} = \omega^2, \quad (18)$$

где $\omega = \frac{\pi}{T_K}$.

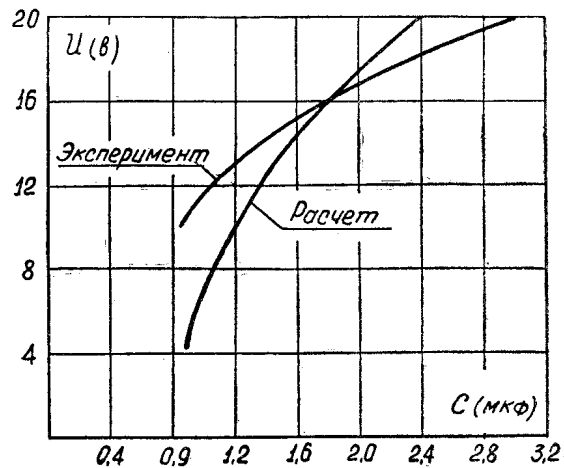


Рис. 3

На рис. 3 для примера показана зависимость напряжения источника питания на границе возбуждения колебаний при изменении емкости конденсатора колебательного контура для опытного образца параметрического генератора со следующими конструктивными параметрами: ферромагнитный материал — феррит НН-600, $q = 3,92 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $l_{cp} = 0,18 \text{ м}$, $w_1 = 80$, $w_2 = 218$, $T_K = 1,25 \cdot 10 \text{ сек}$, $R = 100 \text{ ом}$.

По результатам измерений принято $b_0 = 0,09 \text{ тл}$. При этом для кривой со смещенным началом координат $\alpha = 1000$, $\beta = 83000$.

На том же рисунке приведены экспериментальные данные. Расхождение опытных и расчетных данных объясняется тем, что в действи-

тельности при изменении U изменяется b_0 , а в расчете принята b_0 постоянной, а также заменой цикла однозначной кривой.

Из результатов расчета и эксперимента следует, что критерий квадрата средней резонансной частоты применим к расчету минимального напряжения возбуждения параметрического генератора и в случае питания его от источника постоянного тока через управляемый ключ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Бамдас, С. В. Шапиро, Л. Н. Давыдова. Ферромагнитные делители частоты. «Энергия», 1967.

2. Р. А. Вайнштейн, А. В. Шмойлов, А. Х. Мусин, А. П. Пушкин, А. Г. Чикунов. Теоретические и экспериментальные исследования и разработка методов расчета нелинейных индуктивных параметрических генераторов. Тезисы докладов IV Всесоюзной межвузовской конференции по теории и методам расчета нелинейных электрических цепей и систем. Ташкент, 1971.