

К ОСНОВАМ ТЕОРИИ ОДНОТАКТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВИБРАТОРОВ С ОДНОПОЛУПЕРИОДНЫМ ВЫПРЯМИТЕЛЕМ

Ю. Я. КОВЫЛИН

В наших работах [1] и [2] изложена приближенная теория электромагнитного вибратора, работающего в околорезонансном режиме. В последнее время электромагнитные вибраторы получают все большее применение в приборо- и машиностроении. При этом в зависимости от специфических требований, предъявляемых к работе виброустройства, упругая система механического контура часто должна быть

отстроена достаточно далеко от резонанса. В связи с этим возникает необходимость в разработке метода, пригодного для расчета таких вибраторов.

Рассматриваемый электромагнитный вибратор показан на рис. 1. Переменное усилие, развиваемое электромагнитом 1, возбуждает колебания якоря 2, закрепленного на пружинах 3.

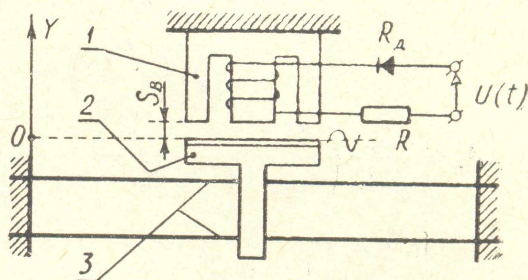


Рис. 1.

Предполагается, что

- а) характеристика намагничивания электромагнита линейна (или линеаризована);
- б) магнитный поток рассеяния пренебрежимо мал по сравнению с рабочим магнитным потоком;
- в) магнитное поле токов Фуко и потери энергии, связанные с возбуждением этих токов, настолько малы, что их можно не учитывать;
- г) источник энергии обладает неограниченной мощностью.

При этих допущениях исходная система уравнений может быть записана в следующем виде:

$$M \frac{d^2 Y}{dt^2} + H \frac{dY}{dt} + F(Y) = \frac{I^2}{2} \frac{dL(Y)}{dY}; \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} [L(Y) \cdot I] + [R + R_d(I)] \cdot I = U(t); \quad (2)$$

$$L = \frac{L_0}{1 - Y/S_0}; \quad R_d = \begin{cases} 0, & \text{если } I \geq 0, \\ \infty, & \text{если } I < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь M — приведенная к якору масса подвижных частей вибратора;
 Y — текущее значение смещения якоря, измеряемое от положения его статического равновесия;
 H — коэффициент, интегрально учитывающий все неупругие сопротивления в механическом контуре;
 $F(Y)$ — упругая сила пружин;
 L — текущее значение индуктивности обмотки электромагнита;
 R, R_d — активное (омическое) сопротивление обмотки магнита и выпрямителя (диода);
 $U(t)$ — напряжение на зажимах источника питания;
 I — текущее значение силы тока в обмотке магнита;
 S_0 — приведенный зазор, который включает в себя весь воздушный зазор S_v и дополнительный воздушный зазор S_m , эквивалентный магнитопроводу по сопротивлению рабочему магнитному потоку.

Если $F(Y) \equiv CY$ и $U(t) \equiv \sqrt{2} U_3 \sin \omega t$, то решение уравнений (1) и (2), справедливое для любого целого периода изменения напряжения $U(t)$, можно приближенно представить в таком виде:

$$Y = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\tau + \alpha_n - \delta_n) \quad (\tau = \omega t); \quad (4)$$

$$I = \frac{\sqrt{2} U_3 (1 - Y/S_0)}{\omega L_0 (1 + r_{np}^2 + \kappa)} \begin{cases} r_{np} \sin \tau - \cos \tau + e^{-r_{np} \tau}, & \text{если } 0 \leq \tau \leq \tau_d \\ 0, & \text{если } \tau_d < \tau < 2\pi \end{cases}; \quad (5)$$

$$r_{np} \sin \tau_d - \cos \tau_d + e^{-r_{np} \tau_d} = 0 \quad (\pi < \tau_d < 2\pi); \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{L_0}{S_0 C} \left(\frac{U_3}{\omega L_0} \right)^2 \frac{q_0}{(1 + r_{np}^2 + \kappa)^2}; \\ A_n &= \frac{L_0}{S_0 C} \left(\frac{U_3}{\omega L_0} \right)^2 \frac{q_n}{(1 + r_{np}^2 + \kappa)^2 \sqrt{[1 - (n\varsigma)^2]^2 + \varepsilon^2 (n\varsigma)^2}}; \\ \operatorname{tg} \delta_n &= \frac{n\varepsilon\varsigma}{1 - (n\varsigma)^2}; \quad \varsigma = \frac{\omega}{\phi_0}; \quad \omega_0 = \frac{C}{M}; \quad \varepsilon = \frac{H}{M\omega_0}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Коэффициенты r_{np} и κ учитывают влияние вибрации якоря на изменение тока в электрической цепи.

Значение r_{np} определяется из условия баланса мощностей, рассеиваемых на эквивалентном постоянном сопротивлении R_{np} и переменном сопротивлении $R(1 - Y/S_0)$:

$$r_{np} = \frac{R}{\omega L_0} \left(1 - \frac{A_0}{S_0} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{S_0} \rho_n \cos \delta_n \right). \quad (8)$$

Поправка κ находится из условия, чтобы решение (5) удовлетворяло уравнение (2) с минимальным среднеквадратичным отклонением на отрезке $(0; \tau_d)$:

$$\kappa = \frac{R}{\omega L_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{S_0} x_n \sin \delta_n. \quad (9)$$

Величины $q_0, q_n, \alpha_n, \rho_n$ и x_n однозначно зависят от r_{np} . Построенные графики (рис. 2 и рис. 3) максимально облегчают их определение (при $n = 1$ и 2).

Расчет по (7) ÷ (9) ведется методом последовательных приближений. В нулевом приближении принимается $r_{np} = \frac{R}{\omega L_0}, \kappa = 0$. Изложенная

методика позволяет установить, что при питании от источника синусоидального напряжения амплитудно-частотные кривые в зоне рабочих режимов вибратора имеют практически такой же вид, как и в обычном линейном осцилляторе.

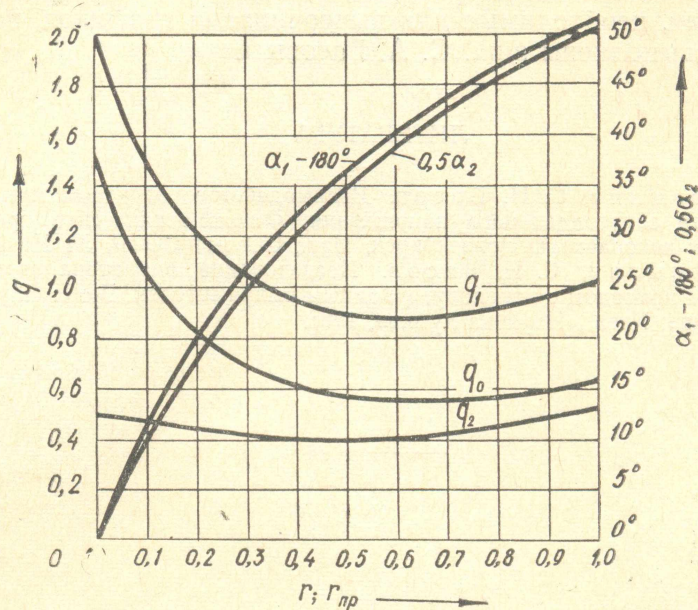


Рис. 2

В резонансных режимах слабо проявляется взаимное исключение составляющих движения, характерное для нелинейных систем.

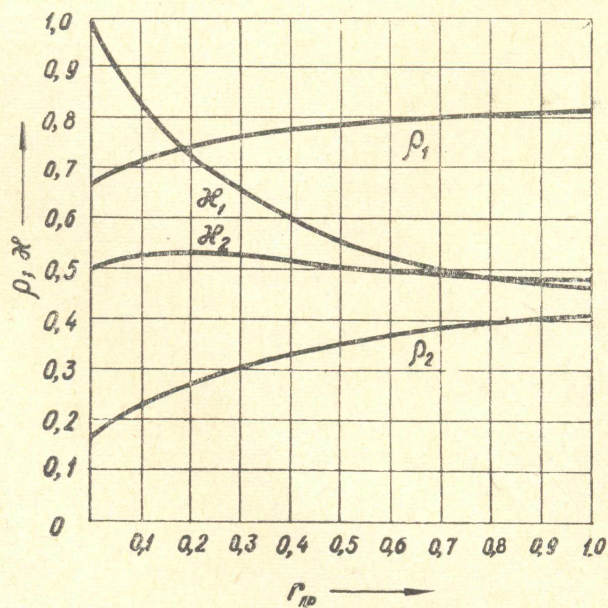


Рис. 3

При заметных отстройках от резонанса вибратор генерирует колебания, которые с достаточной точностью можно аппроксимировать не менее, чем тремя первыми членами ряда Фурье. В ряде практически важных случаев это является существенным недостатком вибратора.

Экспериментальная проверка, выполненная на специальном стенде в лаборатории динамики механизмов кафедры технической механики ТПИ, показала очень высокую точность метода при отстройках от резонанса, отвечающих неравенству $\omega_0 < 3\omega$, что охватывает все режимы работы электромагнитных вибраторов, имеющие практическое значение.

Вычисления, необходимые для вычерчивания графиков, показанных на рис. 2 и 3, выполнены инж. С. А. Басовым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Ковылин, С. И. Басов. Взаимодействие электромагнитного вибратора с источником синусоидального напряжения. Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. Новосибирск, Изд., СО АН СССР, № 10, 1965.

2. Ю. Я. Ковылин, С. И. Басов. Исследование вибратора с однократным электромагнитным приводом с однополупериодным выпрямителем. В сб.: «Проблемы вибрационной техники». Киев, «Наукова думка», 1968.
