

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1970.2.15>

ТИИУ СЮВАРИ

РЕГУЛИРОВОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО УДВОИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

Для получения регулировочной характеристики однофазного магнитного удвоителя частоты, т. е. зависимости выходного напряжения от тока подмагничивания, ниже рассматривается аналитически процесс работы удвоителя частоты (рис. 1, а) при $I_0 = \text{var}$ с учетом активных сопротивлений всех цепей. Обычно активным сопротивлением первичной цепи пренебрегают. Следует, однако, иметь в виду, что при относительно больших значениях тока подмагничивания падение напряжения на этом сопротивлении уже существенно влияет на работу удвоителя.

При анализе исходили из предположения, что сердечники имеют прямоугольную кривую намагничивания (рис. 1, б), потери в них отсутствуют, напряжение питания $u_1 = U_{1m} \sin \omega t$ и $U_{1m} \leq 2\Phi_s \omega_1 \omega$. Работа удвоителя при $U_{1m} > 2\Phi_s \omega_1 \omega$ рассмотрена в [1].

В работе двухсердечникового магнитного удвоителя частоты принципиально возможны четыре разных состояния сердечников:

- А — I сердечник ненасыщен, II — насыщен;
- Б — II сердечник ненасыщен, I — насыщен;
- В — оба сердечника ненасыщены;
- Г — оба сердечника насыщены.

Для соответствующих состояний действительны следующие системы уравнений.

$$A \begin{cases} e_I = -\frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} \sin \omega t + \frac{\omega_2}{\omega_1} i_1 r_1 = i_2 r_2 = \frac{\omega_2}{\omega_0} i_0 r_0, & (1) \\ e_{II} = 0, & (2) \\ \sum F_I = \omega_1 i_1 + \omega_0 I_0 + \omega_0 i_0 + \omega_2 i_2 = 0, & (3) \end{cases}$$

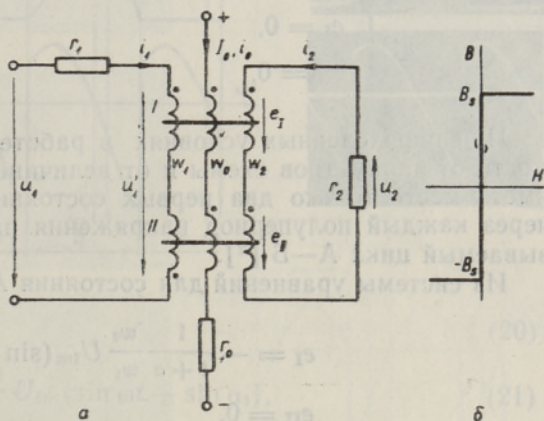


Рис. 1. а — схема удвоителя частоты; б — кривая намагничивания сердечников удвоителя.

где e_I, e_{II} — э. д. с. выходной обмотки соответственно первого и второго сердечников; i_1 — первичный ток удвоителя; i_2 — вторичный ток удвоителя; i_0 — переменная составляющая тока цепи подмагничивания; I_0 — ток подмагничивания; $\omega_1, \omega_2, \omega_0$ — число витков соответственно первичной и вторичной обмоток и обмотки подмагничивания сердечников; r_1, r_2, r_0 — суммарное активное сопротивление соответственно первичной и вторичной цепей и цепи подмагничивания удвоителя; ΣF — сумма намагничивающих сил всех обмоток.

$$\left. \begin{array}{l} e_I = 0, \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{array}{l} e_{II} = \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} \sin \omega t - \frac{\omega_2}{\omega_1} i_1 r_1 = i_2 r_2 = \frac{\omega_2}{\omega_0} i_0 r_0, \end{array} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma F_{II} = -\omega_1 i_1 + \omega_0 I_0 + \omega_0 i_0 + \omega_2 i_2 = 0. \end{array} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{array}{l} -e_I + e_{II} = \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} \sin \omega t - \frac{\omega_2}{\omega_1} i_1 r_1, \end{array} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{array}{l} e_I + e_{II} = i_2 r_2 = \frac{\omega_2}{\omega_0} i_0 r_0, \end{array} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma F_I = \omega_1 i_1 + \omega_0 I_0 + \omega_0 i_0 + \omega_2 i_2 = 0, \end{array} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma F_{II} = -\omega_1 i_1 + \omega_0 I_0 + \omega_0 i_0 + \omega_2 i_2 = 0. \end{array} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{array}{l} e_I = 0, \end{array} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{array}{l} e_{II} = 0. \end{array} \right\} \quad (12)$$

При определенных условиях в работе удвоителя частоты в зависимости от параметров схемы и от величины тока подмагничивания могут иметь место только два первых состояния сердечников, чередующихся через каждый полупериод напряжения питания и образующих так называемый цикл А—Б [2].

Из системы уравнений для состояния А

$$e_I = -\frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (\sin \omega t - \sin \alpha_1), \quad (13)$$

$$e_{II} = 0, \quad (14)$$

$$i_1 = \frac{1}{1+a} \frac{U_{1m}}{r_1} (a \sin \omega t + \sin \alpha_1), \quad (15)$$

$$i_2 = -\frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_2} (\sin \omega t - \sin \alpha_1), \quad (16)$$

$$i_0 = -\frac{1}{1+a} \frac{\omega_0}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_0} (\sin \omega t - \sin \alpha_1), \quad (17)$$

где

$$\sin \alpha_1 = -\frac{\omega_0 r_1 I_0}{\omega_1 U_{1m}} \quad (18)$$

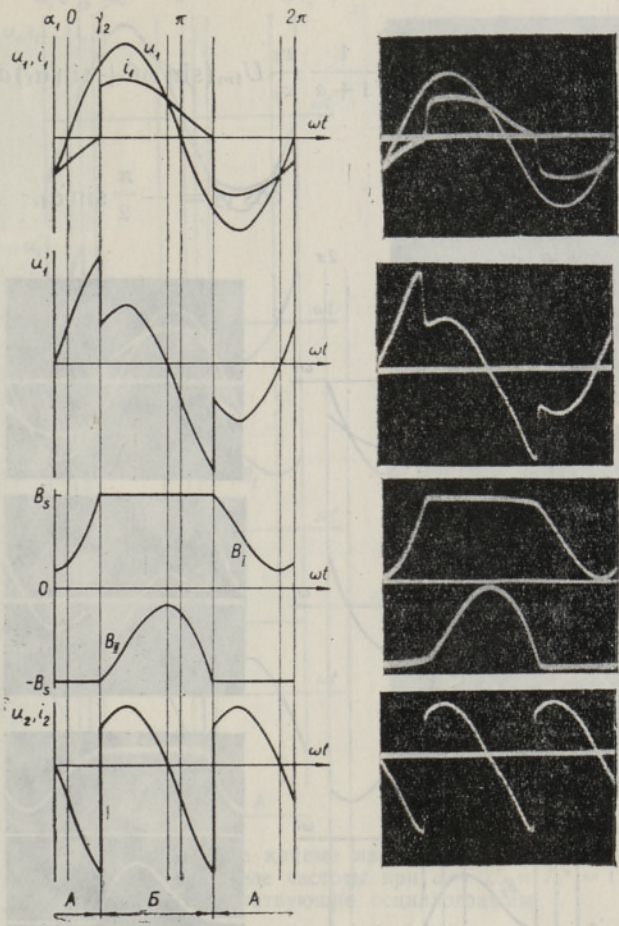
и

$$a = \frac{r_1}{\omega_1^2} \left(\frac{\omega_0^2}{r_0} + \frac{\omega_2^2}{r_2} \right) \quad (19)$$

— отношение сопротивления первичной цепи к эквивалентному сопротивлению параллельно соединенных приведенных сопротивлений цепи подмагничивания и выходной цепи.

Аналогично из системы уравнений для состояния Б

Рис. 2. Расчетные кривые напряжений, токов и индукций в удвоителе частоты при $a = 0,5$ и $I_0^* = 1,0 = I_{0кр}^*$ и соответствующие осциллограммы.



$$e_I = 0, \quad (20)$$

$$e_{II} = \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (\sin \omega t + \sin \alpha_1), \quad (21)$$

$$i_1 = \frac{1}{1+a} \frac{U_{1m}}{r_1} (a \sin \omega t - \sin \alpha_1), \quad (22)$$

$$i_2 = \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_2} (\sin \omega t + \sin \alpha_1), \quad (23)$$

$$i_0 = \frac{1}{1+a} \frac{\omega_0}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_0} (\sin \omega t + \sin \alpha_1). \quad (24)$$

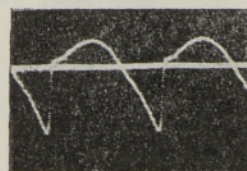
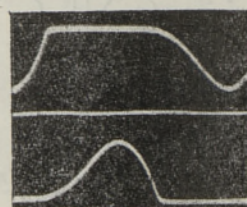
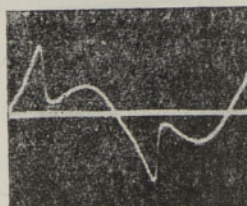
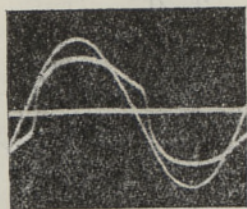
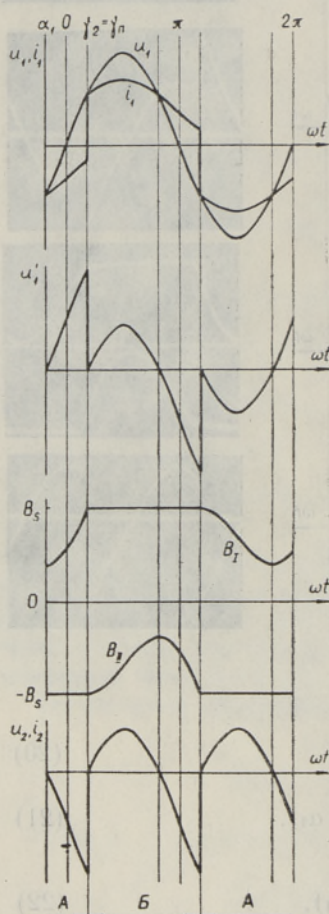
Переход из состояния А в состояние Б происходит в момент времени $\omega t = \gamma_2$ (рис. 2). Угол γ_2 определяется из условия, согласно которому в состоянии Б выходное напряжение $u_2 = e_{II}$ и не содержит постоянной составляющей, т. е.

$$\int_{\gamma_2}^{\pi + \gamma_2} e_{II} d\omega t = 0.$$

$$\int_{\gamma_2}^{\pi+\gamma_2} \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (\sin \omega t + \sin \alpha_1) d\omega t = 0,$$

откуда

$$\cos \gamma_2 = -\frac{\pi}{2} \sin \alpha_1. \quad (25)$$



Согласно (18), с увеличением I_0 увеличивается также $|\alpha_1|$ и при некотором значении тока подмагничивания $|\alpha_1|$ становится равным γ_2 . Приняв $|\alpha_1| = \gamma_2 = \gamma_{\pi}$ (рис. 3), из уравнений (25) и (18) можем определить предельный ток подмагничивания $I_{0\pi}$, до которого удвоитель работает по циклу А—Б. Подставив γ_{π} в уравнение (25), получим

$$\cos \gamma_{\pi} = \frac{\pi}{2} \sin \gamma_{\pi}$$

и

$$\gamma_{\pi} = \arctg \frac{2}{\pi} = 32^{\circ}29'.$$

Рис. 3. Расчетные кривые напряжений, токов и индукции в удвоителе частоты при $a = 0,5$ и $I_0^* = 1,37 = I_{0\pi}^*$ и соответствующие осциллограммы.

Соответствующий ток подмагничивания из (18)

$$I_{0\pi} = \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{U_{1m}}{r_1} \sin \arctg \frac{2}{\pi}. \quad (26)$$

При $I_0 > I_{0\pi}$ удвоитель работает по циклу А—Г—Б—Г (рис. 4). Для состояния Г $e_1 = e_{II} = 0$ и

$$i_1 = \frac{U_{1m}}{r_1} \sin \omega t.$$

Переход из состояния А в состояние Г происходит в момент времени $\omega t = \gamma_3$ (рис. 4). Угол γ_3 , аналогично углу γ_2 , определяется из условия

$$\int_{-\alpha_1}^{\pi+\gamma_3} e_{\text{II}} d\omega t = 0.$$

Решением последнего уравнения получается зависимость $\gamma_3 = f(\alpha_1)$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \cos \gamma_3 + \cos \alpha_1 &= \\ &= -(\pi + \gamma_3 + \\ &+ \alpha_1) \sin \alpha_1. \quad (27) \end{aligned}$$

Дальнейшее увеличение тока подмагничивания приводит к тому, что, в силу (18), при определенном значении его $\alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ и, согласо-

но (27), $\gamma_3 = -\frac{\pi}{2}$. Так как по рис. 4 состояние Г имеет место при $\gamma_3 \leq \omega t \leq -\alpha_1$, то в этом случае для состояния Г $-\frac{\pi}{2} \leq \omega t \leq \frac{\pi}{2}$,

т. е. оба сердечника постоянно насыщены, напряжение на первичных обмотках u_1' и выходное напряжение u_2 равняются нулю. Напряжение питания в этом случае полностью уравнивается падением напряжения на сопротивлении r_1 . Соответствующий ток подмагничивания из (18)

$$I_{0\text{max}} = \frac{\omega_1 U_{1m}}{\omega_0 r_1}. \quad (28)$$

При малых значениях тока подмагничивания I_0 из-за размагничивающего влияния токов i_2 и i_0 в работе удвоителя возникает состояние В, когда оба сердечника одновременно ненасыщены и удвоитель работает по циклу А—В—В—В (рис. 5).

Из системы уравнений для состояния В

$$i_1 = 0, \quad (29)$$

$$i_2 = \frac{1}{a} \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_2} \sin \alpha_1, \quad (30)$$

$$i_0 = \frac{1}{a} \frac{\omega_0}{\omega_1} \frac{U_{1m}}{r_0} \sin \alpha_1, \quad (31)$$

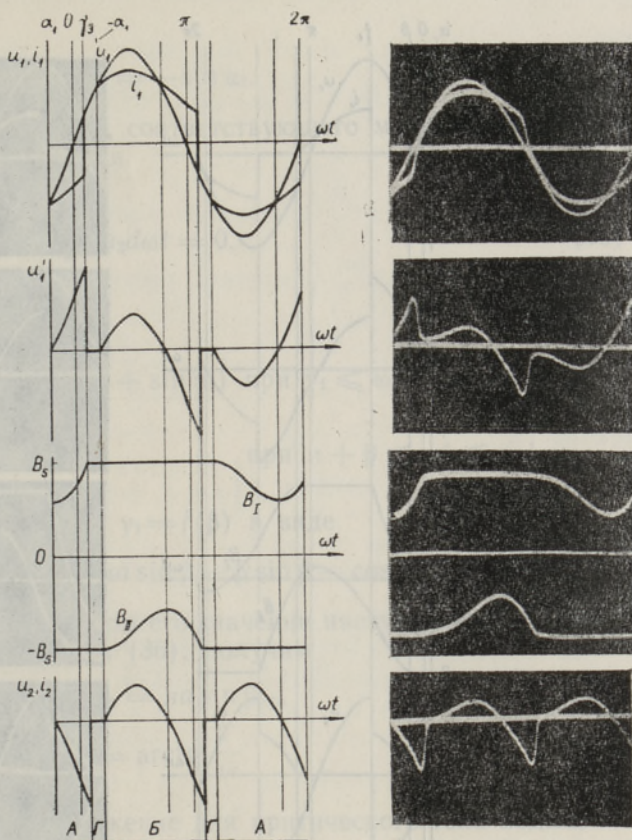


Рис. 4. Расчетные кривые напряжений, токов и индукций в удвоителе частоты при $\alpha = 0,5$ и $I_0^* = 1,6$ и соответствующие осциллограммы.

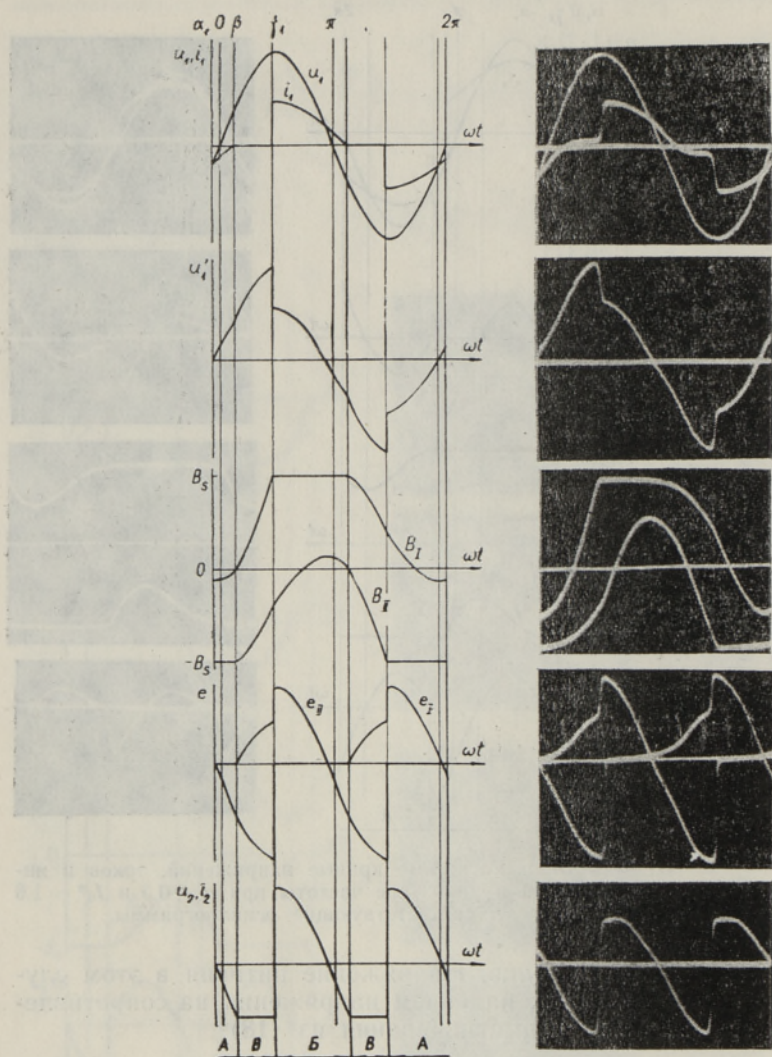


Рис. 5. Расчетные кривые напряжений, токов и индукций в удвоителе частоты при $a = 0,5$ и $I_0^* = 0,5$ и соответствующие осциллограммы.

$$e_{I} = -\frac{1}{2a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (a \sin \omega t - \sin \alpha_1), \quad (32)$$

$$e_{II} = \frac{1}{2a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (a \sin \omega t + \sin \alpha_1). \quad (33)$$

Переход из состояния А в состояние В происходит в момент времени $\omega t = \beta$ (рис. 5). Так как в состоянии В первичный ток $i_1 = 0$, то угол β можно определить из выражения (15) для первичного тока в состоянии А, приняв $\omega t = \beta$.

$$i_1 = \frac{1}{1+a} \frac{U_{1m}}{r_1} (a \sin \beta + \sin \alpha_1) = 0,$$

откуда

$$a \sin \beta = -\sin \alpha_1. \quad (34)$$

Выражение для угла γ_1 (рис. 5), соответствующего моменту окончания состояния В, вытекает из условия

$$\int_{\gamma_1}^{\pi+\gamma_1} u_2 d\omega t = 0, \quad (35)$$

где

$$\begin{cases} u_2 = \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (\sin \omega t + \sin \alpha_1) & \text{при } \gamma_1 \leq \omega t \leq \pi + \beta, \\ u_2 = \frac{1}{a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} \sin \alpha_1 & \text{при } \pi + \beta \leq \omega t \leq \pi + \gamma_1. \end{cases}$$

Решая уравнение (35), получим $\gamma_1 = f(\beta)$ в виде

$$\cos \gamma_1 - \gamma_1 \sin \beta = \pi a \sin \beta - \beta \sin \beta - \cos \beta. \quad (36)$$

С увеличением I_0 при некотором его значении наступит момент, когда $\gamma_1 = \beta$. Подставив $\gamma_1 = \beta = \beta_{кр}$ в (36), получим

$$\begin{aligned} 2 \cos \beta_{кр} &= \pi a \sin \beta_{кр}, \\ \beta_{кр} &= \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi a} \end{aligned} \quad (37)$$

и, учитывая (18), получим выражение для критического тока подмагничивания $I_{0кр}$, которому в работе удвоителя соответствует переход от цикла А—В—Б—В в цикл А—Б:

$$I_{0кр} = \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{U_{1m}}{r_1} a \sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi a}. \quad (38)$$

Как следует из изложенного, при токе подмагничивания $I_0 < I_{0кр}$ удвоитель работает по циклу А—В—Б—В, при $I_{0кр} \leq I_0 \leq I_{0пн}$ — по циклу А—Б и при $I_0 > I_{0пн}$ — по циклу А—Г—Б—Г.

Из (26) и (38) видно, что $I_{0пн}$ зависит только от величины r_1 , а $I_{0кр}$, кроме r_1 , зависит еще от параметров цепи подмагничивания и выходной цепи. Приняв $I_{0кр} = I_{0пн}$, можно определить отношение параметров удвоителя, до которого удвоитель работает, в зависимости от величины тока подмагничивания, по трем циклам и начиная с которого цикл А—Б отсутствует. Очевидно, что $I_{0кр} = I_{0пн}$ только при $a = 1$, т. е. когда r_1 равняется эквивалентному сопротивлению параллельно соединенных приведенных сопротивлений цепи подмагничивания и выходной цепи.

Так как в реальных силовых удвоителях $a < 1$ ввиду относительно малого сопротивления первичной цепи r_1 , в дальнейшем при выводе регулировочных характеристик ограничимся случаем $a \leq 1$.

Как уже было показано, при $I_0 < I_{0кр}$ удвоитель частоты работает по циклу А—В—Б—В (рис. 5), и в этом случае среднее значение выходного напряжения определяется по формуле

$$U_{2cp} = E_{2cp} = \frac{2}{\pi} \int_{\gamma_1}^{\pi+\alpha_1} e_{1д} d\omega t,$$

где

$$e_{II} = \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} (\sin \omega t + \sin \alpha_1),$$

в следующем виде:

$$U_{2cp} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} [\cos \alpha_1 + \cos \gamma_1 + (\pi + \alpha_1 - \gamma_1) \sin \alpha_1]. \quad (39)$$

При $I_{0кр} \leq I_0 \leq I_{0п}$ удвоитель работает по циклу А—Б (рис. 2) и

$$U_{2cp} = E_{2cp} = \frac{2}{\pi} \int_{\gamma_2}^{\pi+\alpha_1} e_{II} d\omega t,$$

откуда

$$U_{2cp} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} \left[\cos \alpha_1 + \left(\frac{\pi}{2} + \alpha_1 - \gamma_2 \right) \sin \alpha_1 \right]. \quad (40)$$

При $I_{0п} \leq I_0 \leq I_{0max}$ удвоитель работает по циклу А—Г—Б—Г (рис. 4) и

$$U_{2cp} = E_{2cp} = \frac{2}{\pi} \int_{-\alpha_1}^{\pi+\alpha_1} e_{II} d\omega t,$$

откуда

$$U_{2cp} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{1+a} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m} [2 \cos \alpha_1 + (\pi + 2\alpha_1) \sin \alpha_1]. \quad (41)$$

При $I_0 \geq I_{0max}$ $U_{2cp} = 0$.

При построении регулировочных характеристик для различных параметров схемы, т. е. для различных значений $a \leq 1$, целесообразно в качестве базисной величины тока подмагничивания выбрать

$$I_{0баз} = I_{0кр}.$$

Тогда

$$I_0^* = \frac{I_0}{I_{0баз}} = \frac{I_0}{I_{0кр}} = \frac{\omega_0 r_1 I_0}{\omega_1 U_{1m} a \sin \arctg \frac{2}{\pi a}}.$$

Учитывая (18),

$$I_0^* = \frac{\sin \alpha_1}{a \sin \arctg \frac{2}{\pi a}}. \quad (42)$$

Так как по (34) $a \sin \beta = -\sin \alpha_1$, то

$$I_0^* = \frac{\sin \beta}{\sin \arctg \frac{2}{\pi a}}. \quad (43)$$

За базисную величину выходного напряжения принимаем

$$U_{0баз} = \frac{2}{\pi} \frac{\omega_2}{\omega_1} U_{1m}.$$

Тогда при $0 \leq I_0 \leq I_{0кр}$, т. е. при $0 \leq I_0^* \leq 1$,

$$U_{2cp}^* = \frac{1}{1+a} [\cos \alpha_1 + \cos \gamma_1 + (\pi + \alpha_1 - \gamma_1) \sin \alpha_1]; \quad (44)$$

при $I_{0кр} \leq I_0 \leq I_{0п}$, т. е. при $1 \leq I_0^* \leq \frac{\sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi}}{a \sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi}}$,

$$U_{2cp}^* = \frac{1}{1+a} \left[\cos \alpha_1 + \left(\frac{\pi}{2} + \alpha_1 - \gamma_2 \right) \sin \alpha_1 \right]; \quad (45)$$

при $I_{0п} \leq I_0 \leq I_{0max}$, т. е. при $\frac{\sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi}}{a \sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi}} \leq I_0^* \leq \frac{1}{a \sin \operatorname{arctg} \frac{2}{\pi}}$,

$$U_{2cp}^* = \frac{1}{1+a} [2 \cos \alpha_1 + (\pi + 2\alpha_1) \sin \alpha_1]. \quad (46)$$

Итак, вычисление регулировочной характеристики $U_{2cp}^* = f(I_0^*)$ сводится к следующему. По заданным значениям относительного тока подмагничивания I_0^* и по заданному значению параметра a определяются α_1 из (18), β из (43), γ_1 и γ_2 по формулам (36) и (25) соответственно. Затем по формулам (44)–(46) вычисляются соответствующие значения выходного напряжения U_{2cp}^* . Для облегчения расчета на рис. 6

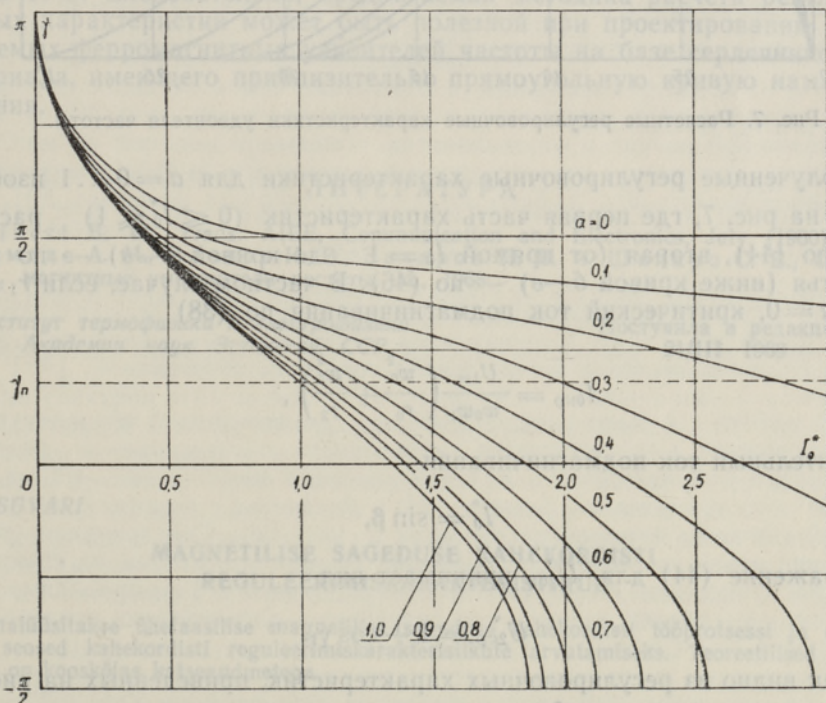


Рис. 6. Изменение угла входа сердечников в насыщение в зависимости от тока подмагничивания.

приведено семейство кривых $\gamma = f(I_0^*)$, по существу изображающих изменение угла входа сердечников в насыщение в зависимости от величины тока подмагничивания и от параметра a . До $I_0^* = 1$ они рассчитаны по формуле для γ_1 , дальше, при $I_0^* > 1$, до значения $\gamma = \gamma_{II}$ — по формуле для γ_2 и при $\gamma_{II} \leq \gamma \leq -\frac{\pi}{2}$ — по формуле (27) для γ_3 .

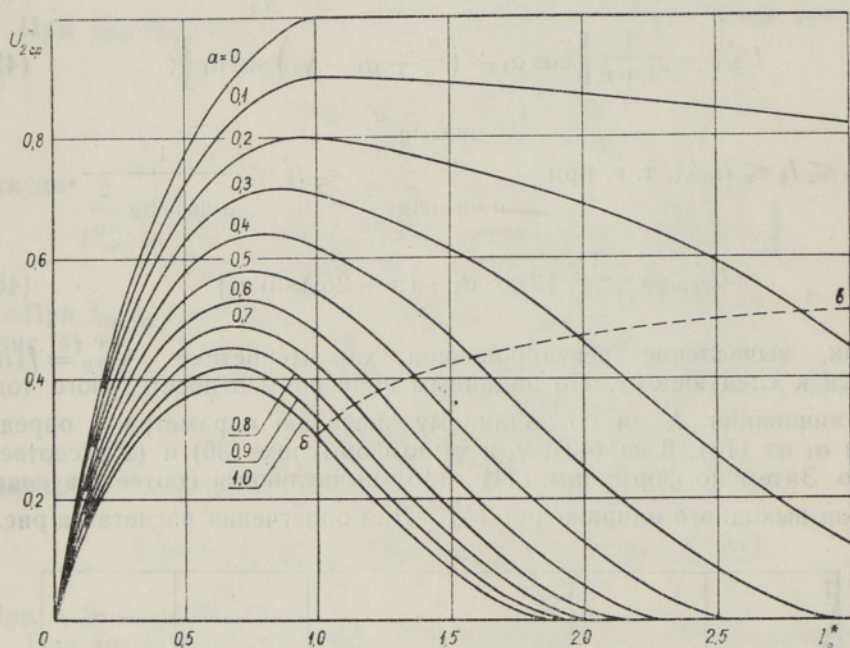


Рис. 7. Расчетные регулировочные характеристики удвоителя частоты.

Полученные регулировочные характеристики для $a = 0 \dots 1$ изображены на рис. 7, где первая часть характеристик ($0 \leq I_0^* \leq 1$) рассчитана по (44), вторая (от прямой $I_0^* = 1$ до кривой б—в) — по (45) и третья (ниже кривой б—в) — по (46). В частном случае, если $r_1 = 0$, т. е. $a = 0$, критический ток подмагничивания по (38)

$$I_{0кр} = \frac{U_{1m}}{\omega_0 \omega_1} \left(\frac{\omega_0^2}{r_0} + \frac{\omega_2^2}{r_2} \right),$$

относительный ток подмагничивания

$$I_0^* = \sin \beta,$$

и выражение (44) для U_{2cp}^* принимает вид

$$U_{2cp}^* = 1 + \cos \gamma_1.$$

Как видно из регулировочных характеристик, приведенных на рис. 7, выходное напряжение U_{2cp}^* с увеличением параметра a уменьшается, и максимальная величина его в случае $a > 0$ достигается при $I_0^* < 1$.

Для подтверждения предлагаемой методики расчета регулировочной характеристики удвоителя частоты были проведены эксперименты с удвоителем, выполненным на тороидальных сердечниках из пермаллоя 50 НП, с обмотками $\omega_1 = \omega_2 = 500$ витков и $\omega_3 = 100$ витков. Первичная цепь удвоителя питалась синусоидальным напряжением в 40 в. Осциллограммы напряжений, токов и индукций в сердечниках изображены на рис. 2—5 для значений a и I_0 , приведенных на рисунках. Расчетные и экспериментальные регулировочные характеристики реального удвоителя приведены на рис. 8 для $a = 0,1$ и $a = 0,5$, причем в первом случае сопротивления первичной и вторичной цепи и цепи подмагничивания были соответственно $r_1 = 122$, $r_2 = 1300$ и $r_0 = 850$ ом, а во втором случае $r_1 = 612$, $r_2 = 1300$ и $r_0 = 850$ ом.

Сравнение приведенных на рис. 8 характеристик показывает, что расчетные характеристики удовлетворительно совпадают с экспериментальными, расхождение кривых в области максимума составляет примерно 15%. Следовательно, предлагаемая методика расчета регулировочных характеристик может быть полезной при проектировании регулируемых ферромагнитных удвоителей частоты на базе сердечников из материала, имеющего приблизительно прямоугольную кривую намагничивания.

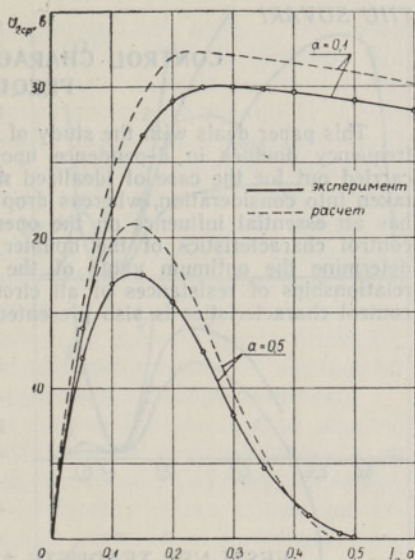


Рис. 8. Расчетные и экспериментальные регулировочные характеристики удвоителя частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jalbert B. W., Trans. AIEE, Communication and Electronics, July (1960).
2. Бамдас А. М., Блинов И. В., Захаров Н. В. и Шапиро С. В., Ферромагнитные умножители частоты, М., 1968.

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
21/III 1969

TIIU SOVARI

MAGNETILISE SAGEDUSE KAHEKORDISTI REGULEERIMISKARAKTERISTIKUD

Analüüsitakse ühefaasilise magnetilise sageduse kahekordisti tööprotsessi ja esitatakse seosed kahekordisti reguleerimiskarakteristikute arvutamiseks. Teoreetilised tulemused on kooskõlas katseandmetega.

TIJU SOVARI

CONTROL CHARACTERISTICS OF A MAGNETIC
FREQUENCY DOUBLER

This paper deals with the study of the process of operation of a single-phase magnetic frequency doubler in dependence upon premagnetizing current value. The analysis is carried out for the case of idealized magnetization curve. Resistances of all circuits are taken into consideration, whereas drop in voltage across the resistance of primary circuit has an essential influence on the operation of the doubler. As a result of the analysis, control characteristics of the doubler are calculated in relative units, allowing to determine the optimum value of the premagnetizing current in dependence upon the relationships of resistances of all circuits. A comparison of calculated and experimental control characteristics is also presented.

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 19. KÕIDE
FÜSIKA * МАТЕМАТИКА. 1970. NR. 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 19
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1970, № 2

LÜHIUURIMUSI * КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

У. НЫММ, И. РАММО

ИНДУЦИРОВАННОЕ ВОЗБУЖДАЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ПОГЛОЩЕНИЕ И ДЕЙСТВИЕ ИК ПОДСВЕТКИ НА ФОСФОРЫ
ТИПА ZnS-Cu

U. NOMM, I. RAMMO. ERGUTAVAST KIIRGUSEST TINGITUD NEELDUMINE JA INFRAPUNASE
LISAKIIRGUSE MOJU ZnS-Cu TÕUPI FOSFOORIDELE

U. NOMM, I. RAMMO. ABSORPTION INDUCED BY SHORT WAVELENGTH EXCITATION
AND INFLUENCE OF IR RADIATION ON ZnS-Cu PHOSPHORS

В работе [1] было установлено, что при комнатной температуре индуцированное возбуждающим излучением поглощение в фосфорах $ZnSCdS$ с длинноволновой полосой свечения меди (концентрация меди $1 \cdot 10^{-4}$ г/г) значительно больше, чем в фосфорах с коротковолновой полосой свечения (концентрация меди $2 \cdot 10^{-4}$ г/г). Спектральное распределение дополнительного поглощения оказалось похожим на спектральное распределение ИК тушения люминесценции и фотопроводимости. В настоящей заметке приводятся результаты дальнейшего исследования фосфоров $ZnS-Cu$ и ZnS (60 мол.%) $CdS-Cu$.

Из рисунка видно, что индуцированное поглощение вправо от коротковолнового максимума резко падает, а для фосфора ZnS (60 мол.%) $CdS-Cu$ ($1 \cdot 10^{-4}$ г/г), начиная с 2,4 эв, возникает даже индуцированное уменьшение поглощения (рисунок, б). Весьма вероятно, что это явление