

І. М. ГРАНКІН, В. А. ІШЕНКО,
В. І. НАЙДЕНКО, В. Л. ЯСИНСЬКИЙ

ПРО ПРИРОДУ ПАРАЗИТНОЇ АМПЛІТУДНОЇ МОДУЛЯЦІЇ У ФЕРИТОВИХ ФАЗОВИХ МОДУЛЯТОРАХ ФАРАДЕЇВСЬКОГО ТИПУ ТА СПОСОБИ ЇЇ ЗМЕНШЕННЯ

Відомо [1], що вирази для елементів тензора магнітної проникності можна знайти, якщо розв'язати рівняння руху намагніченості з врахуванням втрат у фериті. При цьому результати розв'язання для феритового середовища в насиченому [2] і ненасиченому [3] станах значно відрізняються один від одного. Використані на практиці невзаємні фазообертачі фарадеївського типу працюють, як правило, в області слабких магнітних полів, коли доменна структура феромагнетика ще не зруйнована і він перебуває в ненасиченому стані (рис. 1).

Елементи тензора магнітної проникності в цій області слабких магнітних полів можна знайти усередненням розв'язків рівнянь руху намагніченості по доменах з врахуванням розмагнічувальних факторів. Згідно з [3] при відсутності втрат у фериті вони мають вигляд

$$\mu = \mu_z = 1; \quad (1)$$

$$k = \frac{4\pi\gamma}{\omega} M_z, \quad (2)$$

де γ — магнітомеханічне відношення;
 $\omega = 2\pi f$ — робоча колова частота;
 M_z — середня технічна намагніченість зразка.

Для врахування втрат у рівняння руху намагніченості був введений дисипативний член у формі Ландау — Ліфшица [4]. Розв'язання цього рівняння з наступним усередненням по доменах привело до того, що недиагональний елемент тензора магнітної проникності виявився незалежним від втрат, тобто $k'' = 0$. Цей результат суперечить експериментальним даним, одержаним рядом авторів [1, 5, 6], і може бути пояснений тією обставиною, що природа магнітних втрат у полікристалічних феритах із збере-

женою доменною структурою обумовлена іншими причинами в порівнянні з феритами, які перебувають у стані повного магнітного насичення.

Разом з тим, вираз для дійсної частини недиагонального елемента (2) задовільно узгоджується з експериментальними даними [1], повторюючи криву технічного намагнічення фериту. Експери-

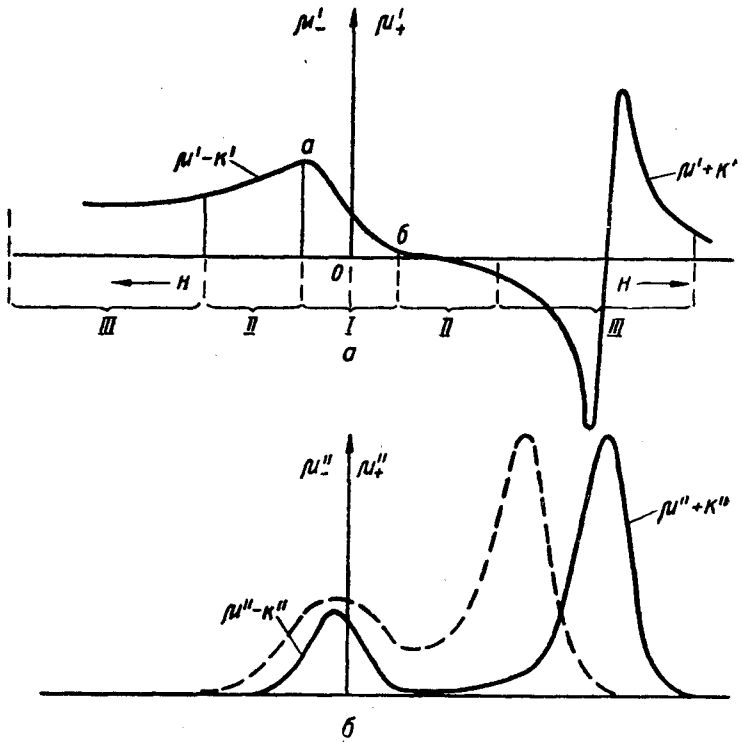


Рис. 1. Залежність скалярної магнітної проникності для хвиль з правою та лівою круговими поляризаціями від зовнішнього поля.

ментальні дані [1, 5—9], показують, що з елементів μ' та k' , відповідальних за гіромагнітну активність фериту, k' змінюється в значно більших межах при зміні магнітного поля, ніж μ' . Тому слід вважати, що основним елементом тензора магнітної проникності, відповідальним за гіромагнітну активність вздовж намагніченого фериту, є k' . Щодо μ'' і k'' , відповідальних за магнітні втрати, то зміни k'' також перевищують зміни μ'' [1, 2, 6, 10].

Оскільки аналітичних виразів для елементів μ'' та k'' в цей час немає, то втрати в слабких магнітних полях пояснюються в основному за допомогою якісних допущень [11, 12] із задовільним експериментальним підтвердженням. Природа магнітних втрат

пов'язана з наявністю в ненасичених феритах природного феромагнітного резонансу в полях кристалографічної анізотропії. Доменна структура також чинить значний вплив на характер природного феромагнітного резонансу, додаючи своє поле до поля анізотропії. Величина цього поля залежить від орієнтації доменів відносно поля електромагнітної хвилі. Тому різні області ненасиченого полікрystalічного фериту можуть поглинати енергію НВЧ-поля в спектрі частот у межах від γH_a до

$$\gamma (H_a + N_d M_0),$$

де N_d — розмагнічувальний фактор, який дорівнює 4π [6, 9];
 H_0 — поле кристалографічної анізотропії;

$$H_a = \frac{2|K_1|}{M_0}, \quad (3)$$

де K_1 — перша стала кристалографічної анізотропії, яка дорівнює для застосування у сантиметровому діапазоні хвиль MgMn і NiZn феритів 10^{-4} ерг/см³ [1, 13, 14]. Для вказаних феритів $K_1 < 0$.

З виразів (1) — (3) видно, що верхня межа природного феромагнітного резонансу визначається величиною намагніченості насичення, і прямо пропорційна останній. Вказані значення граничних частот та їх залежність від величини намагніченості насичення добре підтверджуються експериментальними результатами в ряді праць [15—18]. В міру намагнічування фериту зсувається в область нижчих частот [1], отже, магнітні втрати зменшуються. Оскільки основним призначенням розглядуваних феритових пристроїв є одержання фазової модуляції НВЧ-сигналу, що проходить через них, то найчастіше нас цікавить не рівень внесених модулятором втрат, а величина зміни і форма останньої при змінному намагнічуванні.

Експериментальні дані, наведені в ряді праць [1, 5, 10], а також результати, здобуті в даній праці, показують, що для використовуваних у сантиметровому діапазоні хвиль феритів (магній-марганцевих і нікель-цинкових) резонанс, який спостерігається в області слабких магнітних полів (рис. 1,б), виявляється зсунутим вліво відносно точки $H = 0$, тобто поглинання енергії хвилі з лівою круговою поляризацією більше порівняно з хвилею з правою круговою поляризацією.

Суть розглядуваної аномалії, на наш погляд, можна пояснити тим, що ефективно розмагнічуюче поле у фериті, яке складається з поля кристалографічної анізотропії H_a (3) і розмагнічуючого поля, створеного магнітною взаємодією доменів, має протилежний напрямок відносно прикладеного магнітного поля H_0 . Це ще більше підсилюється тим, що перша стала анізотропії для феритів санти-

метрового діапазону хвиль $MgMn$ - та $NiZn$ -фериту — завжди від'ємна величина (див. (3) [1, 8, 13]. Величина ефективного розмагнічуючого поля для вказаних феритів може бути в межах від кількох сот до кількох тисяч ерстед [13]. Тому хвиля з лівою круговою поляризацією відносно прикладеного магнітного поля буде хвилею з правим обертанням відносно ефективного розмагнічуючого поля. Отже, вказана хвиля поглинатиметься тим більше, чим ближче робоча частота підходить до частоти феромагнітного резонансу, обумовленого ефективним розмагнічуючим полем. Для хвилі з правою круговою поляризацією відносно прикладеного поля H_0 і, отже, з лівим обертанням відносно ефективного розмагнічуючого поля втрати будуть значно меншими, оскільки звичайно $H_0 \ll H_{рез}$. Таким чином, хвиля з лівою круговою поляризацією поглинається більше в порівнянні з хвилею правого обертання. Наведена на рис. 2 експериментальна залежність уявних частин скалярної магнітної проникності для хвиль з лівою і правою круговими поляризаціями нікелевого фериту [5] підтверджує ці міркування.

Зростання магнітних втрат ліворуч від точки $H = 0$ можна пояснити тією обставиною, що, оскільки частота феромагнітного резонансу, обумовленого ефективним розмагнічуючим полем, менша робочої частоти, додавання до цього поля зовнішнього прикладеного поля приводить до зміщення частоти феромагнітного резонансу праворуч. Таким чином, втрати збільшуються. Це зростання, мабуть, відбуватиметься доти, доки величина зовнішнього магнітного поля мала і не має значного впливу на доменну структуру фериту. Як тільки поле досягне деякої порогової величини, достатньої для необоротних процесів стінок доменів до їх поступового зникнення, втрати падають, оскільки ефективне розмагнічуюче магнітне поле також зменшується.

На нашу думку, положення піка резонансного поглинання в слабких магнітних полях залежить від величини зовнішнього магнітного поля, при якому починається процес необоротного зміщення стінок доменів. Згідно з теорією динаміки намагнічення [14] ця величина лежить у межах значення коерцитивної сили. Наведені міркування підтверджуються експериментальними результатами, наведеними в роботі [5] (див. рис. 2). для нікелевого фериту. Максимум лежить в області значень прикладеного поля, рівного приблизно $H_c = 13,2 e$. Згідно з Неелем [14], вираз для коерцитивної сили для феритів з негативною величиною першої сталої анізотропії має вигляд

$$H_c \approx \frac{4|K_1|V}{3\pi M_0} \left[0,39 + \frac{1}{2} \ln \frac{3\pi M_0^2}{|K_1|} \right], \quad (4)$$

де V — обсяг немагнітних включень у феритовому зразку.

Отже, положення піка резонансного поглинання залежить від густини феритового матеріалу, значень сталої кристалграфічної анізотропії та намагніченості насичення.

Наявність аномалії обов'язково приводить до виконання такої умови в межах області слабких полів:

$$\mu'' - k'' \geq \mu'' + k'' \quad (5)$$

З цієї умови, з врахуванням того, що поглинена магнітна енергія може бути лише позитивна, тобто

$$\mu'' \pm k'' \geq 0, \quad (6)$$

впливає, що у випадку ненасиченого фериту

$$k'' < 0.$$

Це також підтверджується експериментально (рис. 2) [1, 5] для магній-марганцевих і нікель-цинкових феритів. Оскільки для них $K_1 < 0$, слід сподіватись, що для всіх феритів сантиметрового

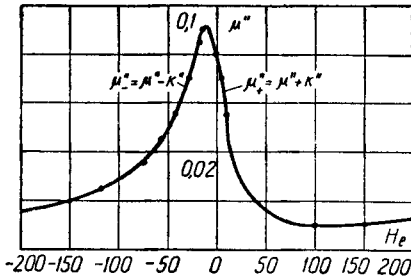


Рис. 2. Залежність уявної частини скалярної магнітної проникності нікелевого фериту для хвиль з правою та лівою круговими поляризаціями від зовнішнього магнітного поля.

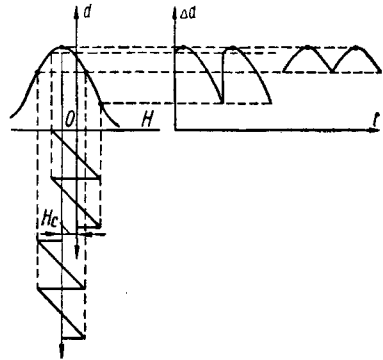


Рис. 3. Систематичне зображення зміщення стінок доменів під дією прикладеного до фериту зовнішнього магнітного поля.

діапазону з негативною величиною першої сталої кристалографічної анізотропії уявна частина недиагонального елемента тензора магнітної проникності в області слабких магнітних полів, недостатніх для повного руйнування доменної структури, повинна бути негативною величиною. У повністю насиченому фериті k'' стає позитивною. Отже, природа існування уявної частини в області слабких магнітних полів зв'язана з магнітною взаємодією доменів, і тому її не можна знайти формально розв'язанням члена у формі Ландау — Ліфшица [4].

Завдяки детальному розглядові природи магнітних втрат у феритах в області слабких магнітних полів автори цієї статті запропонували спосіб зменшення паразитної амплітудної модуляції у феритових фазових модуляторах. З рис. 1 і 2 видно, що рівень паразитної амплітудної модуляції можна дещо зменшити, якщо до фериту прикласти стале поле негативного знака. При цьому, як

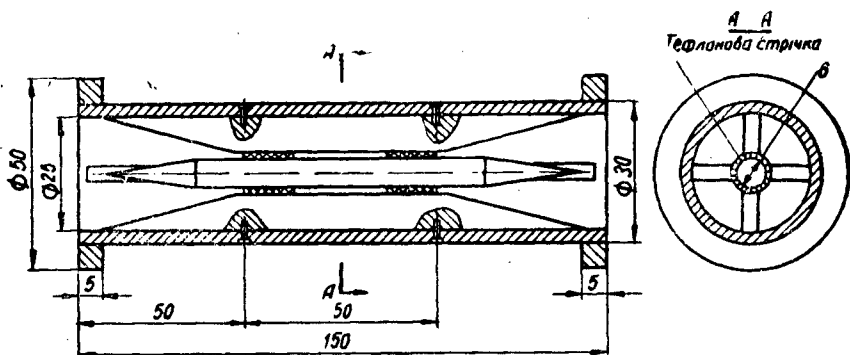


Рис. 4. Вимірювальна секція ребристого циліндричного хвилеводу.

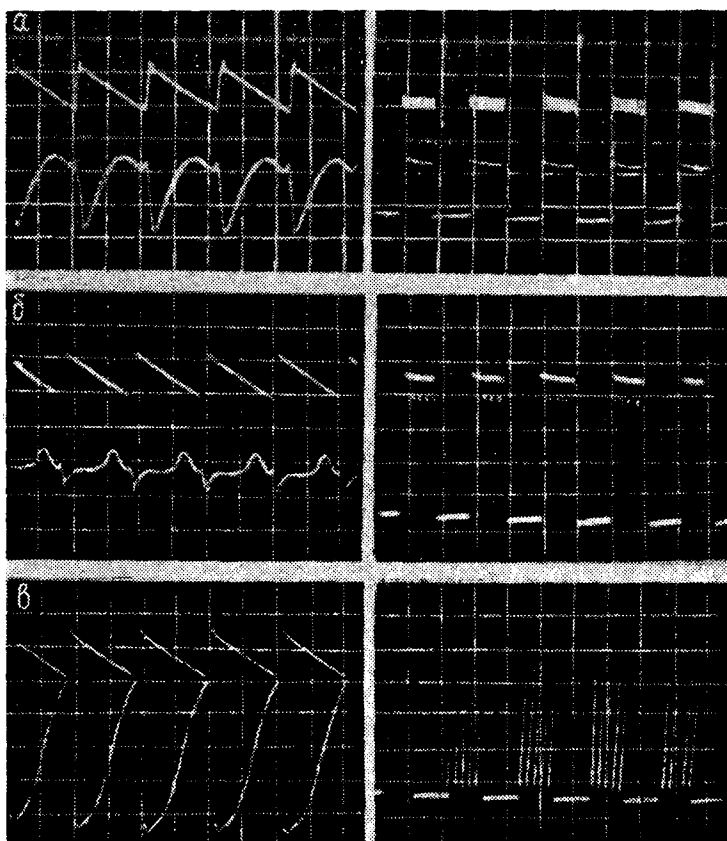


Рис. 5. Зміна затування невзаємного фазообертача в режимі пилкоподібної фазової модуляції без сталого підмагнічування та з ним.

видно з рис. 3, робоча точка зміщується ліворуч від точки $H = 0$ і величина зміни затухання для лівої та правої хвиль приблизно рівна. Оскільки $\mu'_- > \mu'_+$ (див. рис. 1,а), амплітуда пилкоподібного струму, необхідна для забезпечення потрібного індексу фазової модуляції, помітно зменшується. Це пов'язано з тим, що більша частина енергії сигналу протягом періоду модуляції припадає на хвилю з лівою коловою поляризацією. Оскільки амплітуда пилкоподібного струму зменшується, величина зміни затухання, що вноситься феритом, також зменшується. Отже, зміщення робочої точки ліворуч від $H = 0$ викликає зменшення рівня зміни магнітних втрат і амплітуди керуючого струму. Оптимум величини та-

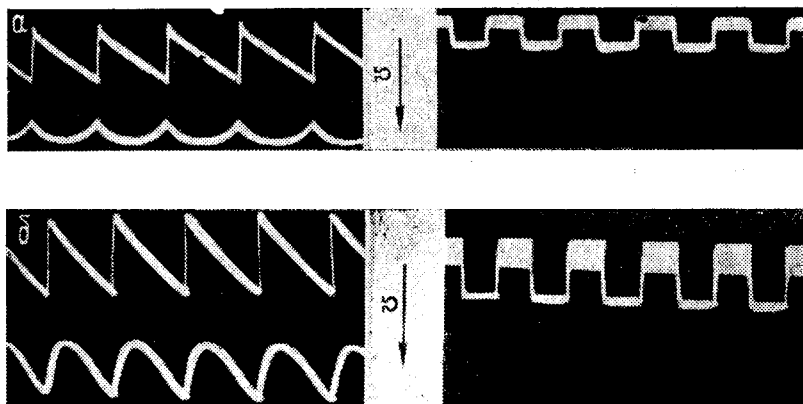


Рис. 6. Вигляд та рівень паразитної амплітудної модуляції пристрою для зміщення частоти, в якому використано феритовий стержень марки П-28 зі зміщенням і без нього при сталій амплітуді пилкоподібного струму:

а — зміщення відсутнє; б — зміщення $H = -6 e$, в — зміщення $H = 6 e$.

кого зміщення визначається фізичними та геометричними розмірами феритового стержня. Зміщення робочої точки в протилежний бік погіршує робочі характеристики фазообертача, призначеного для роботи в динамічному режимі. Деякі матеріали, наприклад ферит НМ-2, мають малу величину зміни рівня втрат навіть при відсутності змішуючого магнітного поля. Це пояснюється перекриванням втрат кривою феромагнітного резонансу кривою магнітних втрат у слабких полях (див. рис. 1,б, пунктирна крива). Зміщення робочої точки ліворуч від $H = 0$ в цьому випадку, навпаки, обумовлює зростання паразитної амплітудної модуляції.

Експериментальні дані, одержані авторами статті, підтверджують наведені вище висновки. Вимірювання виконували у ребристій циліндричній хвилевідній секції, наведений на рис. 4. Котушка підмагнічування складається з текстолітового каркасу, на який намотано провід марки ПЕВ 0,28; кількість витків дорів-

нювала 1000. Дослідження проводили на феритових стержнях типу М-188, П-28 і НМ-2 довжиною 120 мм, діаметром 6,0 мм; кінці стержнів заточували на конус під кутом 9° . Вказані ферити належать до магній-марганцевих, нікель-цинкових і нікель-мідних типів.

Як видно з осцилограм, наведених на рис. 5, 6, 7, величина зміни рівня втрат у залежності від величини зовнішнього магнітного поля тим більша, чим більша активність фериту, тобто чим більша намагніченість насичення. Вказана кореляція між рівнем зміни втрат та величиною намагніченості насичення, очевидно,

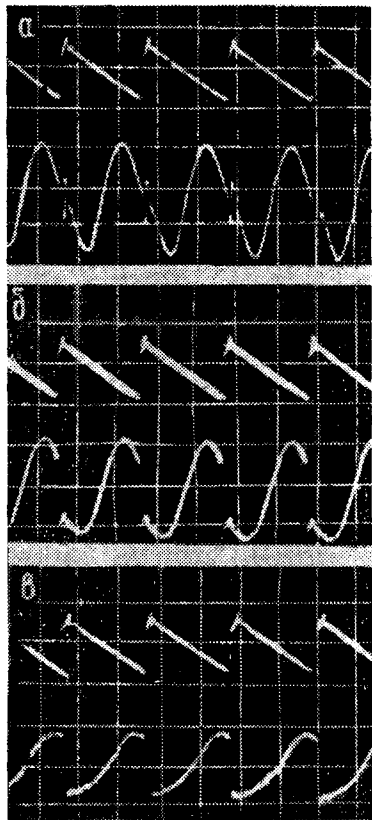


Рис. 7. Вигляд та рівень паразитної амплітудної модуляції у фазовому феритовому модуляторі, в якому використано феритовий стержень марки НМ-2 (№ 120).

від $H = 0$ викликає збільшення рівня паразитної амплітудної модуляції, що добре видно з осцилограм, наведених на рис. 6. При негативному змищенні робочої точки амплітуда керуючого

пояснюється залежністю частоти природного феромагнітного резонансу від величини намагніченості насичення (див. (3)). З другого боку, крутість фазових характеристик феритових модуляторів тим більша, чим більша їх гіромагнітна активність, тобто намагніченість насичення (див. (2)). Отже, вимога високої крутості фазових характеристик феритових модуляторів фарадеївського типу суперечить вимозі малого рівня паразитної амплітудної модуляції в останніх.

Запропонований спосіб зменшення рівня паразитної амплітудної модуляції у розглядуваних модуляторах значною мірою згладжує цю суперечність. Це добре видно з осцилограм, наведених на рис. 5, а, коли робоча точка фазообертача зміщена ліворуч від $H = 0$. При руйнуванні доменної структури зміна магнітних втрат зменшується (рис. 1). Зміщення робочої точки в позитивний бік викликає зменшення рівня магнітних втрат, проте зміна їх величини протягом перемагнічення значно збільшується (див. рис. 5, в). Винятком є ферит марки НМ-2, де зміщення робочої точки по осі абсцис у будь-якому напрямку

зовнішнього магнітного поля, необхідна для одержання індексу фазової модуляції, наприклад в $\pm 180^\circ$, зменшується, а при зміщенні в протилежний бік — збільшується. Це підтверджується наведеними на рис. 7 осцилограмами результуючого сигналу для феритового стержня марки П-28.

Таким чином, для зменшення рівня паразитної амплітудної модуляції феритових фазових модулаторів фарадеївського типу, в яких використані магній-марганцеві та нікель-цинкові ферити, принципіально необхідно прикладення сталого магнітного поля, що зміщує робочу точку фазообертача ліворуч відносно $H = 0$ на величину, достатню для необоротних процесів зміщення стінок доменів і приблизно рівну коерцитивній силі феритового матеріалу.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1960.
2. Polder D. On the theory of ferromagnetic resonance.— *Phil. Mag.*, v. 40, 1949, January, pp. 99—115.
3. Rado G. T. Theory of the microwave permeability tensor and Faraday effect in nonsaturated ferromagnetic materials.— *Phys. Rev.*, v. 89, 1953, N. 2, p. 529.
4. Rado G. T. On the electromagnetic characterization of ferromagnetic media, permeability tensors and spin-wave equation.— *IRE Trans. on AP*, v. AP-4, 1956, N. 3, pp. 512—525.
5. Le Crag R. G., Spencer E. G. Domain structure effects in anomalous ferromagnetic resonance of ferrites.— *J. Appl. Phys.*, v. 28, 1957, N. 4, pp. 399—405.
6. Васильев В. Н. Новый метод измерения параметров намагниченных ферритов на сантиметровых волнах.— *Радиотехника и электроника*, 1965, № 11, стр. 1444—1460.
7. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960.
8. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Технология ферритов. Госэнергоиздат, М., 1962.
9. Reggia F. A new broad-Band absorption modulator for rapid switching of microwave power.— *IRE Trans. on MTT*, v. 9, 1961, N. 4, pp. 343—349.
10. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М., Госэнергоиздат, 1963.
11. Polder D. Ferrite materials.— *PIRE*, v. 97, 1950, pt. 2, p. 246.
12. Polder D., Smit J. Resonance phenomena in ferrites.— *Rev. of Modern Phys.*, v. 25, 1953, N. 1.
13. Lax V., Button K. J. Microwave ferrites and ferrimagnetics. Mc-Graw — Hill Book Company, N. 4, 1962.
14. Смит Я, Вейн Х. Ферриты. М., ИЛ, 1963.
15. Roberts F. F. Discussion remark on «Ferromagnetic resonance» by G. Kittel.— *J. Phys. Radium*, 1951, v. 12, p. 301.
16. Rado G. T. Magnetic spectra of ferrites.— *Rev. of Modern Phys.*, 1953, v. 25, N. 1, p. 31.
17. Beliegs H. G. and oth. A new point of view on magnetic losses in anisotropic Bars of ferrite at ultrahigh frequencies.— *J. Appl. Phys.*, 1951, v. 22, p. 1506.
18. Перекалина Т. М., Асионинский А. А. Естественный ферромагнитный резонанс в никель-магниево и кобальтовом ферритах.— *ЖТФ*, 1958, т. 28, стр. 511.

И. М. ГРАНКИН, В. А. ИЩЕНКО, В. И. НАЙДЕНКО, В. Л. ЯСИНСКИЙ
О ПРИРОДЕ ПАЗАРИТНОЙ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ
В ФЕРРИТОВЫХ ФАЗОВЫХ МОДУЛЯТОРАХ
ФАРАДЕЕВСКОГО ТИПА И СПОСОБАХ ЕЕ УМЕНЬШЕНИЯ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

В статье рассматриваются причины паразитной амплитудной модуляции в ферритовых фазовых модуляторах фарадеевского типа. Показано, что для уменьшения ее уровня принципиально необходимо приложение к ферриту постоянного магнитного поля, достаточного по величине для необратимых процессов смещения стенок доменов и приблизительно равного коэрцитивной силе данного ферритового материала.

I. M. GRANKIN, V. A. ISHCENKO, V. I. NAJDENKO, V. L. JASINSKY
THE NATURE OF PARASITIC AMPLITUDE MODULATION
IN FERRITE FARADEI'S PHASE MODULATORS
AND THE WAYS OF ITS REDUSING

S u m m a r y

The prinisples of parasitic amplitude modulation in the ferrite Faradei's phase modulators are discussed. It is shown that for decrease its level the constant magnetic field shall be present. Its quantity will be equal approximatly to the coercive force and that is enough for an existance of the noninverting process.