

НАПІВПРОВІДНИКОВИЙ ФАЗОВИЙ КОРЕКТОР ДЛЯ МАРКЕРНО-ЗВ'ЯЗКОВОГО ХВИЛЕВОДУ РАДІОХВИЛЕВОЇ СИСТЕМИ КОНТРОЛЮ РУХУ ВИСОКОШВИДКІСНИХ ТРАНСПОРТНИХ ЗАСОБІВ НА МАГНІТНОМУ ПІДВІСІ

© Плаксін Сергій, 2004

Наведено концепцію забезпечення постійності електричної довжини відрізків маркерно-зв'язного хвилеводу мікрохвильової інформаційно-управляючої системи для магнітолевітуючих транспортних засобів (МТЗ) при зміні їх фізичної довжини під впливом температури або механічних навантажень. Зазначена постійність забезпечується за рахунок використання електрично керованих фазових коректорів (фазообертачів), що включаються в розрив регулярних ділянок маркерно-зв'язного хвилеводу.

The possibility of construction of the electric guided phase correctors (phase changers) of SHF-range, providing constancy of electric length of segments of marker-connective waveguide of the radio-information control system for magnitolevitative vehicles (MLV) at the changing of their physical length under influence of temperature or mechanical loading by the inclusion them in the breaks of regular areas of marker-connective waveguide is shown.

Вступ

Електричні пристрої, що забезпечують постійність електричної довжини маркерно-зв'язного хвилеводу, встановленого уздовж активної структури колії для магнітолевітуючого транспортного засобу (МТЗ), повинні бути енергоміцними і задовольняти вимогам електромагнітної сумісності. Значною мірою вказаним вимогам відповідають фазообертачі, в яких як електрокерована реактивність використовуються об'ємні напівпровідникові структури на ефекті міждолинного перенесення електронів (МЕП-структури, МЕП-діоди), електричної активності (генерації) у яких позбуваються за рахунок відповідного вибору НВЧ-навантаження.

І в цьому значенні постановка задачі про дослідження можливості побудови плавних фазообертачів на основі приладів з міждолинним перенесенням електронів є доцільною. Початковими даними для самої постановки задачі по створенню фазообертачів на основі об'ємних ефектів в напівпровідниках з перенесенням електронів є:

- об'ємний характер ефектів і обмеження потужності вхідних сигналів лише тепловими навантаженнями;
- відсутність р-n-переходів, які обумовлюють сильну температурну залежність і деградацію;
- наявність принципової можливості стабілізувати доменну нестійкість;
- нелінійність вольтамперної і вольткулонівської характеристик у великому діапазоні напруження;
- достатньо висока до теперішнього часу якість напівпровідникових плівок і розгортання досліджень по вишукуванню нових матеріалів, що проявляють об'ємну негативну диференціальну провідність (НДП), а також технологій, що уможливають створювати пристрої з відтворюючими характеристиками.

Динаміка об'ємного заряду в МЕП-структурах при комбінованій дії постійного і НВЧ полів

Розглянемо умови, які запобігають утворенню стабільних доменів. По суті задача зводиться до отримання залежності $Z_d(n_o, \mu, V, l) = F(E_b)$ в режимі часткового утворення об'ємного заряду (домену), коли реактивна частина провідності діода сильно залежить від поля. Тут Z_d – повна

провідність зразка, n_0 і μ_0 – концентрація і рухливість електронів, l – довжина структури, U – напруга, E_b – напруженість електричного поля. Якщо виходити з посилення, що ємність зразка з доменом визначається ємністю дипольного шару [1] і зміна ємності домену (його ширини) визначає саму можливість зміни реактивної провідності зразка, то вимога пасивності зразка (відсутність генерації) і умова істотної залежності $\text{Im} Z_d = F(E_b)$ є, взагалі кажучи, взаємно суперечливими. Тому потрібно провести чисельний розрахунок $Z_d = F(E_b)$, в якому НВЧ напруга виступала б як чинник депресії електричної нестійкості і як параметр, фазовою характеристикою якого слід управляти.

Цей розрахунок може бути побудований за такою схемою. Вибираємо апроксимацію вольтамперної характеристики, визначаємо реальні значення НВЧ напруги, виходячи з рівня оброблюваного сигналу, величини характеристичного опору лінії в місці включення діода, яке, своєю чергою, вибране з умови забезпечення включення зразка «на прохід», потім, виходячи з практичних значень періоду НВЧ поля і характерних часів зростання і розсмоктування об'ємного заряду (останні визначаються параметрами арсеніду галію, видом ВАХ і діапазоном зміщуючих полів на діоді), визначаємо динаміку заряду з умови безперервності струму, зв'язавши поля попереду і позаду шару через дрейфові швидкості в цих областях, а через неї – повну провідність діода.

Розглянемо випадок, коли:

- вольтамперна характеристика має трьохпрямолінійну апроксимацію [1];
- об'ємний заряд формується не на катоді, а поблизу катода;
- поле між катодом і шаром накопичення домену однорідне;
- поле між шаром накопичення і анодом – також однорідне.

Останні два припущення будуть обумовлені пізніше, а друга умова не є жорсткою, оскільки розгляд можна почати і з моменту, коли шар накопичення відірвався від катода.

На рис. 1 показана трьохпрямолінійна апроксимація вольтамперної характеристики. Дрейфові швидкості – до порога $v_1 = \mu_1 E$, на падаючій гілці $v_2 = (\mu_1 + \mu_2) E_T - \mu_2 E$, де μ_1 – рухливість в слабкому полі, μ_2 – рухливість електронів у сильному полі, E_T – порогове поле утворення доменної нестійкості. Окрім прикладеного постійного поля E_b , до зразка прикладена змінна високочастотна напруга U_1 . Довжина діода – l , шар накопичення знаходиться на відстані d від катода, S – поперечний перетин зразка.

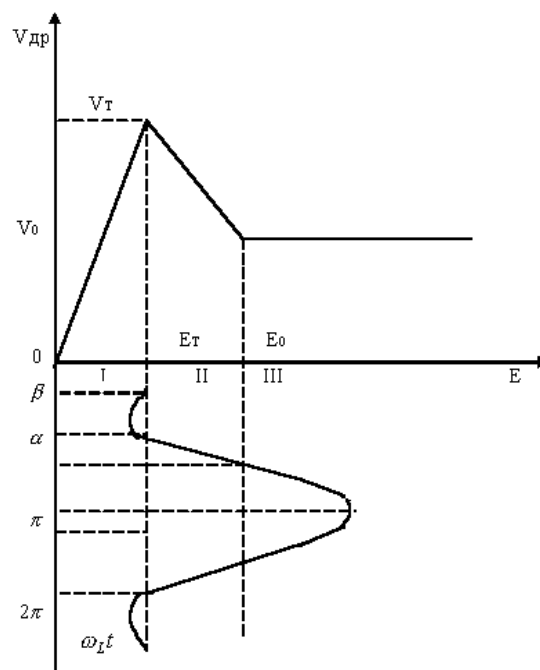


Рис. 1. Трьохпрямолінійна вольтамперна характеристика МЕП-структури

Напруга на діоді

$$U = E_1 d + E_2 (l - d), \quad (1)$$

де E_1 – поле між катодом і шаром накопичення (однорідне); E_2 – поле між шаром накопичення і анодом.

Похідна напруги на діоді за часом

$$\frac{\partial U}{\partial t} = d \left(\frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{\partial E_2}{\partial t} \right) + l \frac{\partial E_2}{\partial t} - (E_2 - E_1) v_d; \quad (2)$$

($\frac{\partial}{\partial t} d = v_d$ – дрейфова швидкість).

Як видно з рис. 1, до діода прикладено напругу $U = U_0 - U_1 \cos \omega t$, і оскільки за умови пасивності діода протягом якогось часу (його буде визначено) напруга повинна опускатися нижче від порогового значення (щоб об'ємний заряд розсмоктувався), то загальна напруга на зразку тотожно може бути записана у вигляді

$$U = l(E_1 + E_2 + E \cos \beta - E \cos \omega t). \quad (3)$$

З умови безперервності струму

$$n_0 q v(E_1) + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_1}{\partial t} = n_0 q v(E_2) + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_2}{\partial t} \quad (4)$$

одержимо

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{\partial E_2}{\partial t} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} [v(E_2) - v(E_1)], \quad (5)$$

і підставляючи цей вираз в (3), матимемо

$$l \tilde{E}_1 \omega \sin \omega t = d n_0 q \left\{ v(E_2) - v(E_1) + l \frac{\partial E_2}{\partial t} - (E_2 - E_1) v_d \right\}. \quad (6)$$

Ще раз скористаємося рівнянням безперервності і визначимо

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} [v(E_1) - v(E_2)] + \frac{dE_1}{dt}. \quad (7)$$

Оскільки $v_1(E_1) = \mu_1 E_1$, то $\frac{dE_1}{dt} = \frac{1}{\mu_1} \frac{dv_1}{dt}$, і тоді (2) може бути подане у вигляді

$$\frac{dU_1}{dt} = (E_2 - E_1) \frac{v_d \mu_1}{l} - \frac{l-d}{l} \frac{n_0 \mu_1 q}{\epsilon_0 \epsilon} (v_1 - v_2) + E \mu_1 \omega \sin \omega t. \quad (8)$$

Проаналізуємо цей вираз. Оскільки $\frac{n_0 q \mu_1}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{\tau_1}$ – величина, зворотна до сталої Максвелла в

області допорогових полів, а $v_d = f_0 l = f d_{\max} = \frac{\omega}{2\pi} d_{\max}$, то, виділивши в (8) частини, залежні від

E_2 і v_2 , і частини, залежні від E_1 і v_1 , одержимо

$$\frac{U_1}{\tau_1} \left(\frac{l-d}{l} + \frac{d_{\max} \omega \tau_1}{2\pi \cdot l} \right) \cong - \frac{U_1}{\tau_1} \frac{U_2}{\tau_2} \left(\frac{l-d}{l} + \frac{d_{\max} \omega \tau_1 \mu_1 E_2}{2\pi v_2 l} \right) \cong \frac{U_2}{\tau_1}, \quad (9)$$

оскільки $\omega \tau_1 \approx 1$ для матеріалів з $n_0 = (0,7-3) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ для сантиметрового і міліметрового діапазонів довжин хвиль. Тому

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} \cong - \frac{1}{\tau_1} (U_1 - U_2) + E' \omega \mu_1 \sin \omega t. \quad (10)$$

Для початкової фази зростання об'ємного заряду, коли $d < l$, $U = E_1 d + E_2(l - d)$,

$$E_2 \cong \frac{U}{l} = E_T + \tilde{E} \cos \alpha + E \cos \beta - E \cos \omega t. \quad (11)$$

З рис. 1 видно, що $\beta = \omega t$, коли $E_2 = E_T$; $\alpha = \omega t$, коли $E_2 = E_0$. Тому $E_2 l = E_0 l$ при $\alpha \leq \pi$, і тоді $E_0 l = E_2 l = l E_T + l E \cos \beta - E \cos \alpha$.

Отже

$$E_1 = \frac{E_0 - E_T}{\cos \beta - \cos \alpha}, \text{ коли } \alpha \leq \pi. \quad (12)$$

Значення E_1 в (12) являє собою нижню межу НВЧ поля на зразку, за якого накопичення об'ємного заряду стає величиною, контрольованою вхідним сигналом. Оскільки $v_1(E)$ – функція безперервна за фізичним значенням і для неї виконуються усі умови Діріхле: є один екстремум за період, функція обмежена пороговим значенням швидкості в GaAs, що дорівнює 10^7 см/с, то вона може бути розкладена в ряд Фур'є:

$$v_1 = \alpha_0 + \alpha_1 \cos n\omega t + \alpha_2 \cos n\omega t, \quad (13)$$

де
$$\alpha_0 = \frac{1}{T} \int_0^T v_1(t) dt; \quad (14)$$

$$\alpha_1 = \frac{2}{T} \int_0^T v_1(t) \sin \omega t dt; \quad (15)$$

$$\alpha_2 = \frac{2}{T} \int_0^T v_1(t) \cos \omega t dt. \quad (16)$$

З рис. 1 видно, що є три характерні області:

I – $E_2 < E_T$ або $-\beta < \omega t < \beta$;

II – $E_T < E_2$ або $\beta < \omega t < \alpha$ і $2\pi - \alpha < \omega t < 2\pi - \beta$;

III – $E_2 > E_0$ або $\alpha < \omega t < 2\pi - \alpha$.

Це означає, що коли значення поля лежать в області I і $\omega t \cong \beta$, шару накопичення немає і поле однорідне по усьому зразку. При $\omega t \cong \beta$, $E_1 = E_2 = E_T$ і, відповідно, $v_1 = v_2 = v_T$. Ці початкові умови і допоможуть нам обчислити v_1 для усього «робочого періоду» $\beta < \omega t < \beta + 2\pi$.

Прості, але громіздкі викладення приводять ось до чого:

$$\alpha_0 = v_0 + (v_T - v_0) \frac{\alpha}{\pi} - \frac{E}{\pi} [(\mu_1 + \mu_2) \sin \beta - \mu_2 \sin \alpha + \mu_2 \cos \beta \alpha - (\mu_1 + \mu_2) \cos \beta] - \frac{E \omega^2 \tau_1^2}{\pi(1 + \omega^2 \tau_1^2)} \cdot [(\mu_1 + \mu_2) \sin \beta - \mu_2 \sin \alpha + \mu_1 (\sin \alpha + \sin \beta)]; \quad (17)$$

$$\alpha_1 = 2(v_T - v_0) \frac{\sin \alpha}{\pi} + \frac{E}{2\pi} \{4 \cos \beta [(\mu_1 + \mu_2) \sin \beta - \mu_2 \sin \alpha] - [(\mu_1 + \mu_2) \sin 2\beta - \mu_2 \sin 2\alpha] - [(\mu_1 + \mu_2) 2\beta - \mu_2 2\alpha]\} - \frac{E \omega^2 \tau_1^2}{2\pi(1 + \omega^2 \tau_1^2)} \{[(\mu_1 + \mu_2) \sin 2\beta - \mu_2 \sin 2\alpha] - [(\mu_1 + \mu_2) 2\beta - \mu_2 2\alpha] + \mu_1 2\pi\}; \quad (18)$$

$$\alpha_2 = \frac{E \omega^2 \tau_1^2}{2\pi(1 + \omega^2 \tau_1^2)} [(\mu_1 + \mu_2) \sin 2\beta - \mu_2 \sin 2\alpha - (\mu_1 + \mu_2) 2\beta + \mu_2 2\alpha]. \quad (19)$$

Густина струму

$$I = n_0 q v_1 + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \equiv n_0 q v_1 + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_1} \frac{\partial v_1}{\partial t} \equiv n_0 q \alpha_0 + n_0 q (\alpha_1 + \omega \tau_1 \alpha_2) \cos \omega t + n_0 q (\alpha_2 - \omega \tau_1 \alpha_1) \sin \omega t \equiv I_0 + I_1 \cos \omega t + I_2 \sin \omega t . \quad (20)$$

Активна складова провідності

$$G_1(-) = \frac{S I_1}{\tilde{U}} . \quad (21)$$

При відповідній підстановці

$$G_1 = \frac{(\alpha + \omega \tau_1 \alpha_1) n_0 q S \mu_1}{l \tilde{E} \mu_1} \equiv G_0 \frac{\alpha_1 + \omega \tau_1 \alpha_2}{\mu_1 \tilde{E}} , \quad (22)$$

де G_0 – провідність зразка у слабкому полі.

Реактивна провідність

$$B = \frac{S I_2}{\tilde{U}} \equiv G_0 \frac{\alpha_2 - \omega \tau_1 \alpha_1}{\mu_1 E} . \quad (23)$$

Провідність на постійному струмі

$$G_{nm} = \frac{S I_0}{U_B} . \quad (24)$$

Тобто $G_{nm} = \frac{S \alpha_0 n_0 q}{U_B}$, де α_0 – компонента швидкості з (17) і, як видно, G_{nm} залежить від

величини НВЧ напруги $E_1 l = \left(\sqrt{2 \frac{P_{вх}}{G_0}} \right)$, від співвідношення управляючої напруги і НВЧ напруги з урахуванням положення робочої точки на вольтамперній характеристиці через параметри α , β , через максвеллівський час релаксації об'ємного заряду $\tau = f(U_B)$. На рис. 2 і 3 показані нормовані (до провідності передаючої лінії G_0) значення активної негативної провідності G_1 і реактивної провідності B залежно від зміщуючого поля E_B для декількох значень НВЧ поля і параметрів зразка, вказаних в підписах до рисунка.

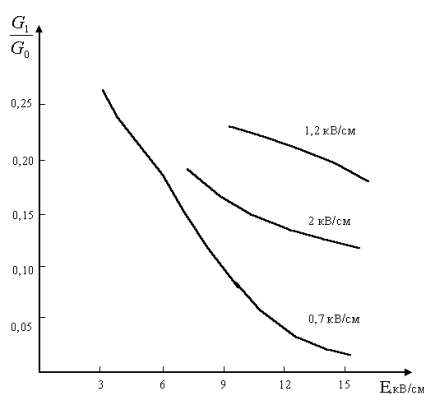


Рис. 2. Залежність активної провідності від електричного поля при різних надвисокочастотних полях $\mu_1 = 6000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $\mu_2 = 2000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$;

$$E_0 = 10 \text{ кВ/см}; E_T = 3,25 \text{ кВ/см}; n_0 = 0,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3};$$

$$\omega_L = 2\pi \cdot 7,7 \cdot 10^9 \text{ Гц}$$

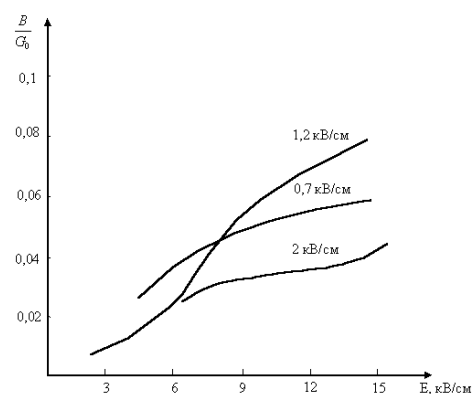


Рис. 3. Залежність реактивної провідності від поля зміщення при різних надвисокочастотних полях

Проте розглянута модель допускає використання «довгих» діодів, в яких наростання об'ємного заряду є істотним, завдяки чому і викликані значні зміни реактивної провідності. Проте тепловідведення в таких діодах в безперервному режимі утруднене. Тому використання таких фазових коректорів можна реалізувати для короткочасних включень. Принципово такий режим можливий. З рис. 3 видно, що за величини НВЧ поля 1,2 кВ/см розрахункова зміна реактивної складової провідності порядку 300 % при п'ятикратній зміні управляючої напруги, при цьому *втрати* в зразку в більшій частині управляючих напруг є *негативні* (тобто сигнал підсилюється), що також є важливою обставиною.

Особливий практичний інтерес являє собою аналіз динаміки об'ємного заряду в «коротких» зразках, тобто в зразках, в яких відношення частоти вхідного сигналу до прольотної частоти зразка знаходиться в межах 2–4. Для таких діодів легко забезпечити ефективне тепловідведення.

Раніше, в аналізі для спрощення рівнянь була вибрана умова $d \ll l$, тобто модель фактично охоплювала процес первинного зростання доменів, і, як бачимо, для коротких зразків таке допущення не є коректним. Дійсно, перепишемо рівняння (8) в такому вигляді (як і раніше, вважаючи $\omega\tau_1 \ll 1$):

$$\mu_1 \frac{dE_1}{dt} \cong \mu_1 \tilde{E}_1 \omega \sin \omega t - \frac{l-d}{l\tau_1} (v_2 - v_1) \quad (25)$$

і за умови, що поле позаду домену змінюється мало, тобто $\frac{dE_1}{dt} \approx 0$. Цьому допущенню відповідає така фізична картина. Як випливає з малосигнального аналізу [2], зростання об'ємного заряду з часом йде по експоненційному закону і для однорідних зразків, зворотна довжина яких $\frac{1}{l} = \frac{1}{2} f_{ex} v_{op}$ і концентрація носіїв $n_0 \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, швидка фаза зростання об'ємного заряду і його потенціалу настає тоді, коли об'ємний заряд знаходиться вже правіше від площини, яка розділяє зразок навпіл. Тому згідно з правилом рівних площин зростання об'ємного заряду відбувається на цій ділянці при слабких змінах у часі поля E_1 – позаду шару накопичення. Тоді, після багатьох простих перетворень, одержимо вираз для реактивної провідності:

$$B = \frac{SI_2}{\tilde{U}} = \frac{SI E_1 \epsilon_0 \epsilon \omega}{l-d} \quad (26)$$

За незмінної потужності на вході збільшення зміщуючої напруги, що збільшує область дрейфу об'ємного заряду, тобто зменшуючи різницю $(l-d)$, призводить до істотного зростання реактивної провідності діода. Розрахунок показує, що для зразка з $l=15$ мкм збільшення реактивної провідності є п'ятикратним, а для зразків з $l=30$ мкм – десятиразовим, відповідно при п'ятикратному і чотирикратному збільшенні є напруга зміщення, тобто управляюча напруга.

Відмітною особливістю цього режиму є слабка залежність втрат від величини живлячої напруги в області допорогових значень, лінійне зниження втрат від величини живлячої напруги в області надпорогових значень і лінійне зниження втрат при зростанні НВЧ напруги, починаючи із

значень $E_1 = \frac{E_0 - E_T}{\cos(\pi\beta/T)}$, за яких, як видно з рис. 1, подальше зростання E_1 призводить до

зростання втрат, оскільки зразок тривалий час знаходиться в області з позитивною провідністю.

При розрахунку повної провідності слід мати на увазі ситуацію, яка може бути реалізована при конструюванні діодів. З міркувань незалежності характеру зростання доменів від умов на катодних контактах (чим досягається відтворюваність діодів в партії і полегшується стабілізація діодів) діоди виконані у вигляді «гантелеподібних» структур. Процеси в області правіше від середини виїмки («шийки») ми розглянули. В області між катодним омичним контактом і серединою виїмки поле неоднорідне: ділянки, що безпосередньо примикають до виїмки, охоплені міждолинним перенесенням, оскільки поле тут високе. Наші експериментальні дослідження розподілу поля методом гальванічного і емнісного зондів з дозволом 5 мкм на більш довгих

зразках (100 – 150 мкм) показали, що поле в області зразка зліва від «шийки» нижче від порогового до середніх полів 12 – 15 кВ/см, оскільки уся прикладена напруга поглинається доменом сильного поля, що зароджується на виїмці. Звичайно, ці експерименти лише приблизно можуть моделювати реальну ситуацію в «коротких» зразках, оскільки, по-перше, зростання доменів при проведенні зондових вимірювань відбувається без депресійного впливу НВЧ поля на доменну нестійкість і, по-друге, тут не позначалися термічні ефекти (зондові вимірювання проводилися на імпульсах тривалістю ≈ 50 нс з частотою проходження 100–110 Гц), змінюючи не тільки кінетичні властивості матеріалу арсеніду галію, але і розподіл поля в зразку. По суті задача про розподіл поля в прикатодній області – самостійна і досить складна і розглядатиметься в подальших дослідженнях.

Експериментальна конструкція фазового коректора

Експериментальні дослідження були проведені в діапазоні частот від 7,7 до 15,4 ГГц, при цьому об'єм і специфіка досліджень у вказаному діапазоні частот визначалися, виходячи з наявності вимірювальної апаратури і хвилеводних елементів – стандартних чи індивідуального виготовлення, необхідних для проведення лабораторних досліджень. Відповідно виготовлялися й макетні зразки фазових коректорів.

В розробленому фазовому коректорі МЕП-діоди 1 розташовувались в прохідній хвилеводній секції 2 з перерізом $28,5 \times 12,6$ мм², узгоджені з обох боків з регулярним хвилеводним трактом чебишевським переходом 3 (рис. 4). Характеристичний опір ділянки хвилеводного тракту в місці установки МЕП-діода визначався з розрахункового значення G_{nm} (24) і корегувався за зміряними значеннями коефіцієнта стоячої хвилі (КСХ) вказаної хвилеводної секції за рахунок індивідуального підбору чебишевського переходу з набору вказаних східчастих переходів. МЕП-діоди встановлювалися в хвилеводну секцію з використанням вузла кріплення напівпровідникового діода [3], що забезпечував надійний тепловий і електричний контакт з тілом хвилеводу. При цьому за допомогою спеціального механізму 1 (рис. 5) забезпечувався щільний пружний контакт катодного виводу діода з східчастим переходом з подальшою фіксацією вибраного положення.

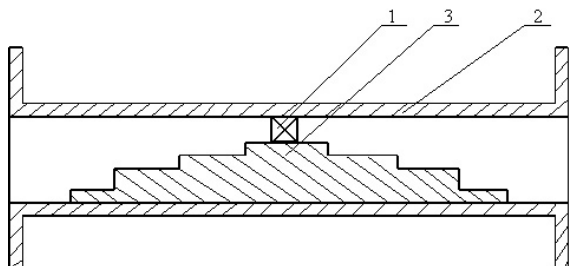


Рис. 4. Фазовий коректор прохідного типу:
1 – МЕП-діод; 2 – прохідна хвилеводна секція з перерізом $28,5 \times 12,6$ мм²; 3 – чебишевський перехід

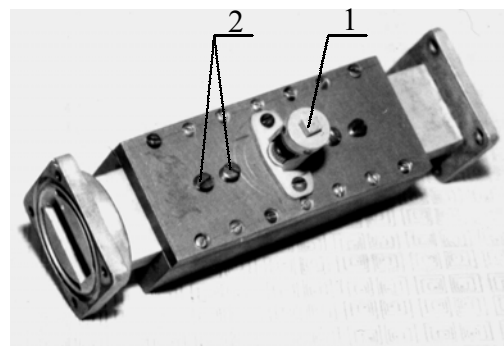


Рис. 5. Загальний вигляд фазового коректора прохідного типу: 1 – НВЧ вузол кріплення напівпровідникового діода; 2 – настроювальні штирі

Вимірювання величини фазового зсуву здійснювалися на експериментальній установці, що є класичним фазометричним мостом. У цій установці джерело НВЧ випромінювання уможливило в діапазоні частот 7,6 – 8,7 ГГц забезпечити потужність вихідного сигналу від 20 до 90 мВт. Зміряні фазові зсуви у функції прикладеної до МЕП-діода напруги показані на рис. 6 (довжина активної області діода 30 мкм, концентрація вільних носіїв в матеріалі діода $n_0 = 7 \cdot 10^{14}$ см⁻³, частота вхідного сигналу 7,7 ГГц в діапазоні інтенсивностей від 20 до 90 мВт). Досягався фазовий зсув до 180° , що в перерахунку відповідало половині довжини хвилі і для вказаного діапазону довжин хвиль (порядку 4 см) задовольняло вимогам вирішуваної задачі – скорегувати можливі при виготовленні маркерно-зв'язного хвилеводу відхилення у відстанях між отворами зв'язку. Вкажемо також, що в діапазоні зміщуючих напруг від 4,5 до 8,8 В сигнал, що пройшов, був

з підсиленням 1,2 – 2,2 дБ. Цей сприятливий показник також зумовлює доцільність використання фазових коректорів такого типу. Разом з тим з'ясувалося, що одночасно з підсиленням «на прохід» реалізувалося підсилення «на відбиття» (тобто сумарний коефіцієнт підсилення істотно більший від вказаного). Останнє є чинником, що ускладнює практичне використання таких фазових коректорів, оскільки у такому разі потрібне використання розв'язуючих пристроїв.

Тому являє собою інтерес пошук шляхів використання інших електродинамічних систем, в яких використовувалися б відбивальні властивості МЕР-діодів і планований фазовий зсув містився б у перевідбитому сигналі.

Однією з ефективних електродинамічних систем, що використовуються для побудови фазових модуляторів, є подвійний хвильовий трійник (Т-міст), в бічні плечі якого встановлені управляючі елементи із строго ідентичними адмітансними характеристиками [4].

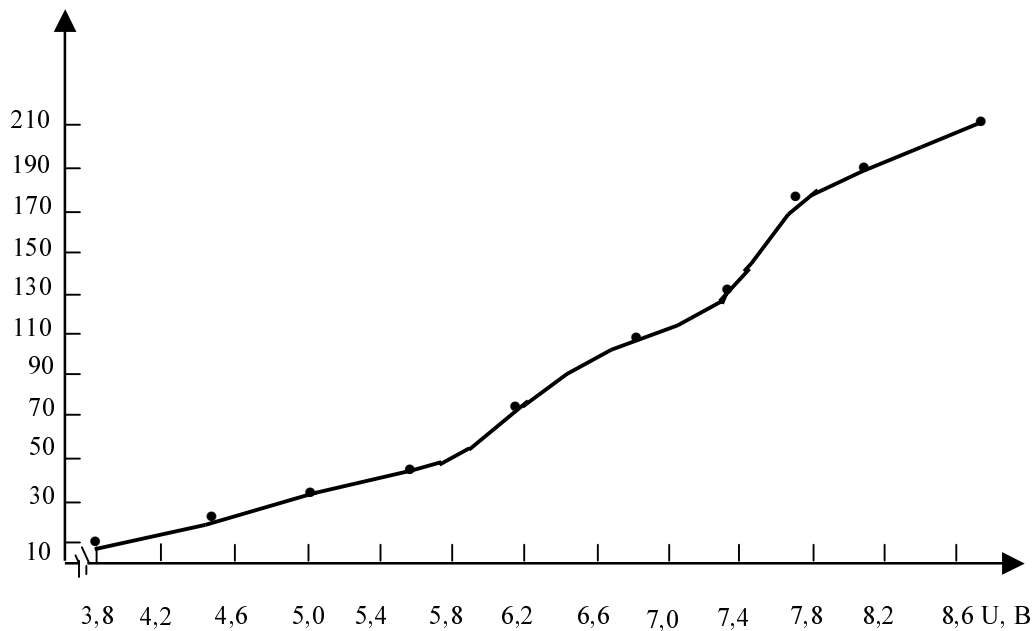


Рис. 6. Залежність фазового зсуву від прикладеної до МЕР-діода напруги

Неминучий розкид параметрів МЕР-структур зумовлює пошук іншої схеми їх включення, тобто такий, де не вимагається повної ідентичності характеристик структур або, що ще краще, такий, де була б використана одна напівпровідникова структура. У цій роботі наведено одне з таких рішень.

На рис. 7 показана принципова електрична схема модулятора, побудованого на базі подвійного Т-моста і однієї МЕР-структури. Для цього розв'язані плечі 1, 2 Т-моста сполучені між собою додатковою лінією передачі, а в розриві цієї лінії в низькоомному (що звужує) відрізку хвильоводу встановлена МЕР-структура, що живиться від джерела 3, розв'язаного по високій частоті ємністю 4 (фільтр нижніх частот), причому різниця в довжинах відрізків хвильоводів від структури до точки розгалуження моста дорівнює $(2n+1)\lambda_B / 4$, де $n = 0, 1, 2, \dots$; λ_B – довжина хвилі в хвильоводі. Тому НВЧ-сигнал при подачі його в плече 5 проходить на плечі 1, 2 з рівним розподілом потужності. Відбиті від МЕР-структури сигнали, рівні за амплітудою, тому що відбилися від одного і того самого управляючого елемента, складаються в плечі 6 і взаємно компенсуються в плечі 5, тобто міст з боку плеча 5 є узгоджений. Фаза вихідного сигналу регулюється управляючою напругою від джерела 3. Запобігання спонтанним осциляціям струму в структурі при надпорогових напругах досягнуто розміщенням її в низькоімпедансному відрізку хвильоводу, що забезпечує стабілізацію доменної нестійкості відповідно до механізму, описаного в [1].

Використовування спеціального вузла кріплення МЕР-діода [3], який відіграє, крім того, і роль вторинного тепловідводу, дало змогу різко знизити рівень теплового шуму [2], що спостерігається багатьма експериментаторами в допороговому режимі.

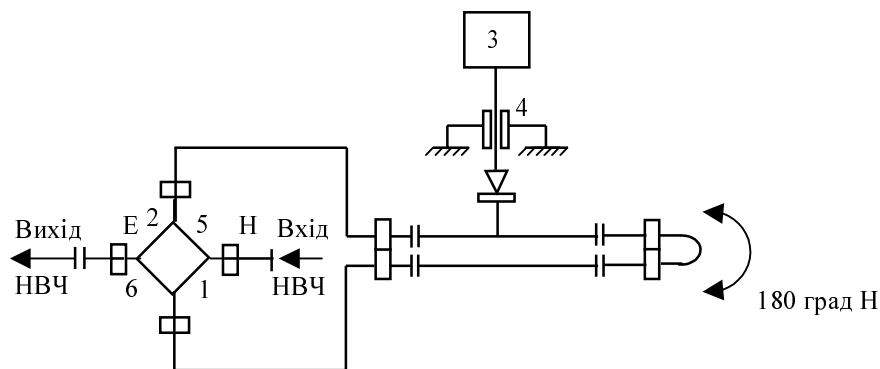


Рис. 7. Принципова електрична схема фазового коректора, побудованого на базі подвійного Т-моста і однієї МЕП-структури

На рис. 8 показана залежність фазового зсуву від напруги зміщення на структурі для вхідного сигналу 2-сантиметрового діапазону (переріз хвильового каналу $17 \times 4 \text{ мм}^2$, переріз відрізка хвильоводу в місці установки МЕП-структури $17 \times 1 \text{ мм}^2$); на рис. 9 – залежність послаблення НВЧ-сигналу в діапазоні управляючих напруг; на рис. 10 зображена послідовність залежностей, знятих з екрана панорамного вимірника КСХ, і ослаблення НВЧ-сигналу (P2-32) при різних зміщуючих напругах в діапазоні частот 14,6...16,4 ГГц. Для частоти аналізу 15,8 ГГц КСХ змінювався від 1,23 при напрузі зміщення $U_{см} = 1,9 \text{ В}$ («холодний» діод) до 1,075 при $U_{зм} = 12 \text{ В}$ (порогова напруга дорівнює 7,5 В). В дослідженнях використовувалися структури з n-GaAs з довжиною активної області 25–30 мкм, концентрацією електронів $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, рухливістю близько $5000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Вибір параметрів матеріалу і великої довжини активної області пояснюється необхідністю зменшити резонансність ефекту, що вивчається, оскільки область зразка, неохоплена негативною диференціальною провідністю, що відіграє роль пасивного навантаження, збільшується з його довжиною і знижує його добротність як резонансної системи. Проте, як видно з рис. 11, в інтервалі напруг від 4,2 до 5,5 В передача НВЧ-сигналу відбувається з підсиленням (до 2 дБ при напрузі 5 В). В інтервалі реалізованих фазових зсувів від 20 до 150° фазова характеристика модулятора майже лінійна.

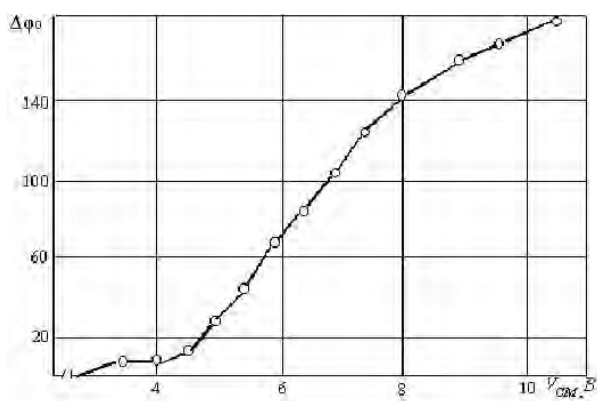


Рис. 8. Залежність фазового зсуву від напруги зміщення на МЕП-структурі для вхідного сигналу 2-сантиметрового діапазону (переріз хвильового каналу $17 \times 4 \text{ мм}^2$; переріз відрізка хвильоводу в місці установки МЕП-структури $17 \times 1 \text{ мм}^2$)

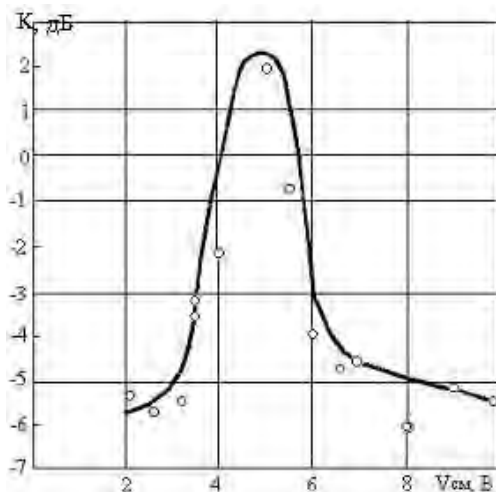


Рис. 9. Залежність послаблення НВЧ-сигналу в діапазоні управляючих напруг

На рис. 11 а, б, в показані конструкції фазових модуляторів мостового типу 2-, 3- і 4-сантиметрового діапазону довжин хвиль.

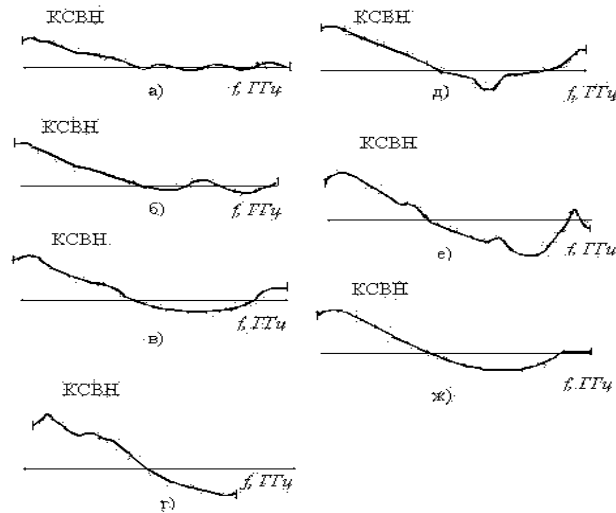


Рис. 10. Еюри частотної залежності КСХ при різних зміщуючих напругах на діоді: а – напруга на діоді 1,9 В, точка аналізу КСХ = 1,24; б – напруга на діоді 3 В, точка аналізу КСХ = 1,22; в – напруга на діоді 3,5 В, точка аналізу КСХ = 1,21; г – напруга на діоді 4 В; точка аналізу КСХ = 1,20; д – напруга на діоді 4,5 В; точка аналізу КСХ = 1,18; е – напруга на діоді 4,9 В; точка аналізу КСХ = 1,065; ж – напруга на діоді 12 В; точка аналізу КСХ = 1,075

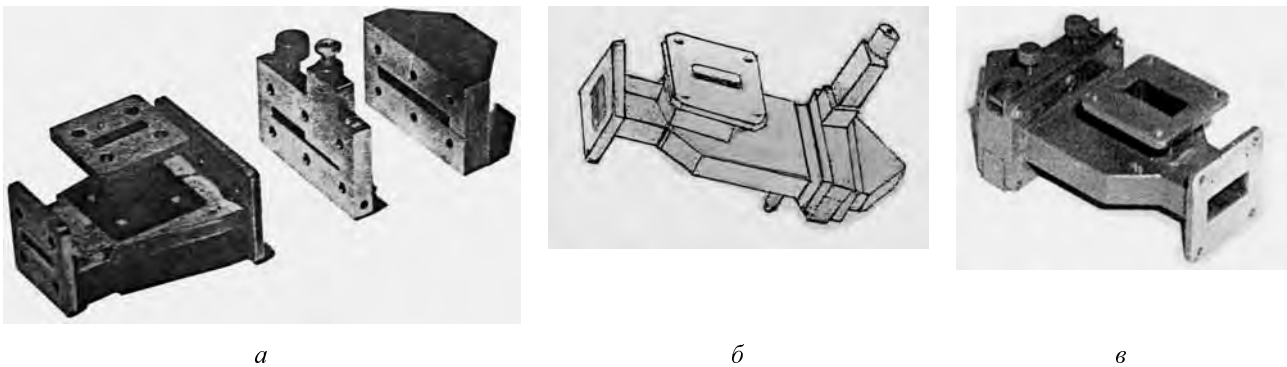


Рис. 11. Конструкція фазового модулятора мостового типу: а – 2-сантиметрового; б – 3-сантиметрового; в – 4-сантиметрового діапазону довжин хвиль

Висновки

В цілому в діапазоні частот від 7,7 до 16,4 ГГц, що перекривається вказаними трьома конструктивами, досягається прийнятний фазовий зсув і допустимі втрати вхідного сигналу. Це означає, що при реалізації експериментальної моделі повномасштабного магнітолевітуючого транспортного засобу є достатній набір варіантів фазових коректорів як компонентів радіохвильової інформаційної системи.

1. Полупроводники с объемной отрицательной проводимостью в СВЧ-полях / С.А. Костылев, В.В. Гончаров, И.И. Соколовский, А.В. Челядин. – К., 1987. 2. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. – М., 1972. 3. Патент на винахід № 57222 А. МПК 7H01P1/00, H01P1/15, H01P1/25. Узел кріплення напівпровідникового діода / І.І. Соколовський, С.В. Плаксін, М.Я. Житник, М.Ф. Загуральський, Л.М. Погоріла. – Оpubл.16.06.2003. Бюл. № 6. 4. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот. – М., 1979.