

НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНЫХ ФЕРРИТОВЫХ УСТРОЙСТВ

В задаче изучаются свойства волновых ферритовых устройств в диапазоне длин волн $\lambda=3$ см. Излагаются основы теории волн в намагниченной ферритовой среде и в волноводах, содержащих феррит. Обсуждаются принципы работы невзаимных ферритовых устройств и их основные рабочие характеристики. Упражнения задачи включают : 1) изучение эффекта Фарадея в круглом волноводе, 2) изучение свойств и измерение параметров поляризационного циркулятора, 3) измерение невзаимного сдвига фаз в прямоугольном волноводе с ферритовой пластинкой.

1. ВВЕДЕНИЕ.

В современной физике и технике широкое применение получили новые магнитные материалы - ферриты. Ферриты являются соединением окислов металлов и имеют кристаллическую структуру. Намагниченность их (маг-нитный момент единицы объема) в основном определяется нескомпенсированными магнитными моментами электронов металлических ионов. Между этими электронами существует сильное обменное взаимодействие, благодаря которому устанавливается упорядоченная ориентация магнитных моментов и появляется спонтанная намагниченность. С макроскопической точки зрения магнитные свойства ферритов аналогичны свойствам ферромагнетиков. В отличие от металлических ферромагнетиков в ферритах отсутствуют свободные электроны и поэтому они обладают большим удельным сопротивлением: порядка $10^5 - 10^{13}$ ом \times см (для железа удельное сопротивление 10^{-5} ом \times см). Глубина проникновения переменного поля для ферритов в $10^5 - 10^9$ раз больше, чем для металлических ферромагнетиков и даже в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн они являются почти прозрачными при толщине, достигающей нескольких сантиметров.

Сравнительно большая намагниченность и глубина проникновения обеспечивают эффективное взаимодействие ферритов с магнитными полями сверхвысоких частот (СВЧ). Это позволило создать ферритовые устройства различного назначения: а) невзаимные волноводные устройства, обладающие неодинаковыми условиями распространения для прямой и обратной волн; б) устройства с быстропеременными параметрами (переключатели, модуляторы, перестраиваемые резонансные системы).

Принцип работы этих устройств основан на использовании анизотропных свойств относительно переменных полей феррита, намагниченного постоянным полем. Условия распространения электромагнитных волн в ферритовой среде зависят от направления их распространения и величины постоянного поля, благодаря чему появляется возможность в широких пределах изменять эти условия изменением постоянного поля.

2. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА (ФМР)

Прежде чем определить условия распространения электромагнитных волн в феррите, необходимо установить связь между переменной магнитной индукцией и напряженностью переменного поля, т.е. определить магнитную проницаемость. Для этого воспользуемся уравнением движения намагниченности \mathbf{M} , которое по

аналогии с уравнением движения магнитного момента электрона записывается в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (1)$$

где \mathbf{H} - сумма всех полей, действующих на намагниченность, $\gamma = 1,76 \times 10^7$ (эрстед сек) $^{-1}$ - гиромагнитное отношение для электрона.

Рассмотрим собственные колебания намагниченности безграничной ферритовой среды, намагниченной до насыщения однородным постоянным полем \mathbf{H} . В отсутствие постоянного поля среда предполагается изотропной. Выберем оси прямоугольной системы координат так, чтобы ось Z была направлена вдоль вектора напряженности постоянного поля \mathbf{H} (рис.1). Предполагая собственные колебания зависящими от времени по гармоническому закону, запишем выражение для намагниченности в виде:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} e^{i\omega t} \quad (2)$$

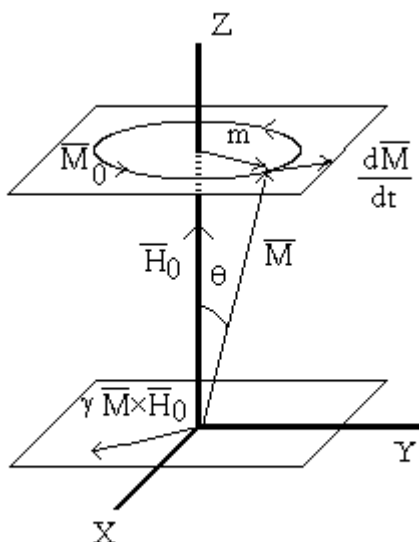


Рис.1 Прецессия намагниченности

где ω_0 - собственная частота системы, \mathbf{M}_0 - постоянная составляющая, \mathbf{m} - переменная составляющая намагниченности. Подставляя (2) в (1), получим два уравнения для \mathbf{M} и \mathbf{m} :

$$\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 = 0 \quad ; \quad i\omega_0 \mathbf{m} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 \quad (3)$$

Первое уравнение определяет условия равновесия: $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$, а второе уравнение - колебания намагниченности около положения равновесия. Проектируя второе уравнение (3) на оси координат, получим систему уравнений:

$$i\omega_0 m_x + \gamma H_0 m_y = 0, \quad -\gamma H_0 m_x + i\omega_0 m_y = 0$$

где m_x и m_y - проекции переменной намагниченности на оси координат. Из условия совместности системы уравнений (4) следует выражение для частоты собственных колебаний:

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (5)$$

Подставляя (5) в одно из уравнений (4), получим соотношение между компонентами намагниченности:

$$m_y = -i m_x \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что собственные колебания намагниченности представляют собой правую круговую прецессию вектора намагниченности \mathbf{M} вокруг поля \mathbf{H} с частотой ω_0 (рис.1).

Рассмотрим теперь малые вынужденные колебания вектора намагниченности. На феррит действует заданное переменное и постоянное поле, следовательно, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_0 \exp(i\omega t)$. Решение уравнения (1) будем искать в виде:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + m e^{i\omega t} . \quad (7)$$

Предположение о малости колебаний означает, что $|h| \ll H_0$ и $|m| \ll M_0$. Решая уравнение (1) в линейном приближении (пренебрегаем членами второй степени относительно m и h), получим для компонент переменной магнитной индукции $\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}$ следующие выражения [1]:

$$\begin{aligned} b_x &= \mu h_x + i\mu_a h_y , \\ b_y &= -i\mu_a h_x + \mu h_y , \\ b_z &= \mu_z h_z . \end{aligned} \quad (8)$$

Следовательно в феррите связь переменной магнитной индукции с полем определяется несимметричным тензором магнитной проницаемости $\mathbf{b} = \boldsymbol{\mu} \mathbf{h}$, где:

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} . \quad (9)$$

Среда, в которой магнитная проницаемость определяется тензором вида (9), называется гиромангнитной. Наличие потерь приводит к тому, что компоненты тензора становятся комплексными: $\mu = \mu' - i\mu''$, $\mu_a = \mu'_a - i\mu''_a$, $\mu_z = \mu'_z - i\mu''_z$. Наибольший практический интерес представляют ферриты с малыми потерями, для которых выражения для компонент тензора имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \mu' &= 1 + 4\pi\chi_0 \frac{\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{\Delta} , \\ \mu'' &= 4\pi\chi_0 \frac{\omega_r \omega(\omega_0^2 + \omega^2)}{\Delta} , \\ \mu'_a &= 4\pi\chi_0 \frac{\omega_0 \omega(\omega_0^2 - \omega^2)}{\Delta} , \\ \mu''_a &= 4\pi\chi_0 \frac{2\omega_r \omega^2 \omega_0}{\Delta} , \\ \mu'_z &= 1 , \quad \mu''_z = 0 , \\ \Delta &= (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_r^2 \omega^2 , \end{aligned} \quad (10)$$

где $\chi_0 = M_0 / H_0$ - статическая магнитная восприимчивость, ω_r - коэффициент затухания. При выводе (10) использовано условие малых потерь: $\omega_r \ll \omega_0$. Как видно из (10), компоненты тензора магнитной проницаемости зависят от намагниченности M_0 , частоты переменного поля ω , постоянного поля H_0 и коэффициента затухания ω_r . Зависимости компонент тензора от частоты при фиксированном постоянном поле и от напряженности постоянного поля при фиксированной частоте имеют резонансный

характер. Наибольший интерес представляют последние зависимости (рис.2), из которых следует, что изменяя постоянное поле можно в широких пределах изменять компоненты тензора магнитной проницаемости. Из (10) и рис.2 видно, что при

$$\omega = \omega_0 = \gamma H_0 \quad (11)$$

мнимые части компонент тензора достигают максимального значения

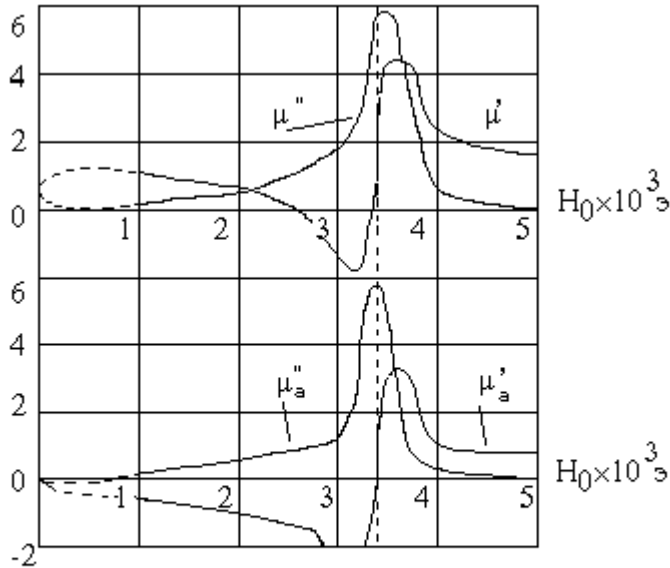


Рис.2 Зависимости компонент вектора магнитной проницаемости от постоянного поля

десятых долей эрстеда (монокристалл иттриевого граната) до нескольких сотен эрстед (поликристаллические ферриты).

В ферритовых волноводных устройствах используются неодинаковые условия взаимодействия феррита с полями различной поляризации. Поэтому предварительно рассмотрим взаимодействие с полями круговой поляризации $\mathbf{h}_y^\pm = \pm i\mathbf{h}_x^\pm$, знак + соответствует левой, а знак - правой поляризации по отношению к оси \mathbf{Z} и, следовательно, направлению поля вектора напряженности \mathbf{H}_0 . Из (8) получим выражения для магнитной индукции в виде:

$$\mathbf{b}^\pm = -(\mu \pm \mu_a) \mathbf{h}^\pm, \quad \mathbf{b}_y^\pm = \pm i\mathbf{b}_x^\pm. \quad (12)$$

Следовательно, если на феррит действует внешнее поле круговой поляризации, то магнитная индукция будет иметь ту же круговую поляризацию, а магнитная проницаемость становится скалярной величиной. Однако магнитные проницаемости для левой и правой поляризации поля различны. Если для правой поляризации магнитная проницаемость $\mu_+ = \mu + \mu_a$ имеет резонансные зависимости от постоянного поля и частоты, аналогичные зависимостям компонент тензора магнитной проницаемости, то для левой поляризации магнитная проницаемость $\mu_- = \mu - \mu_a$ слабо изменяется с изменением поля [1]. Такая зависимость магнитных проницаемостей и определяется тем, что собственным колебанием намагниченности является правая круговая прецессия и поэтому поле с правой круговой прецессией сильно взаимодействует с ним, а поле с левой поляризацией - слабо. Из электродинамики известно, что мнимая часть комплексной проницаемости определяет поглощение энергии поля веществом. При $\omega = \gamma H_0$ частота прецессии совпадает с частотой внешнего поля, это обеспечивает наиболее эффективное

$$\mu''_{рез} = \mu''_{арез} = 2\pi\chi_0 \omega_0 / \omega_r.$$

Очень часто качество феррита определяется шириной резонансной кривой ΔH , которая определяется как разность полей, соответствующих значениям μ'' , равным половине максимальной величины. Используя выражение для μ'' (10) и $\mu''_{рез}$, получим:

$$\Delta P = 2\omega_r / \gamma,$$

$$\mu''_{рез} = \mu''_{арез} = 4\pi M_0 / \Delta H.$$

Для ферритов, используемых в диапазоне СВЧ, ΔH имеет значение от нескольких

взаимодействие поля правой круговой поляризации с намагниченностью, и следовательно максимальное поглощение энергии этого поля ферритом. Явление резонансного поглощения энергии высокочастотного поля ферромагнетиком называется ферромагнитным резонансом (ФМР).

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В БЕЗГРАНИЧНОЙ ФЕРРИТОВОЙ СРЕДЕ

Изучение условий распространения электромагнитных волн начнем с решения уравнений Максвелла для безграничной среды, учитывая, что связь между магнитной индукцией и полем определяется тензором магнитной проницаемости (8), (9). Предполагая, что объемные заряды и токи отсутствуют, рассмотрим распространение плоской волны запишем зависимости составляющих поля волны от времени и координат в виде $\exp[i(\omega t - \mathbf{k}r)]$. Среда в плоскости XY изотропна, направление осей X и Y можно выбрать произвольно, поэтому выберем их так, чтобы волновой вектор \mathbf{k} лежал в плоскости YZ (рис.1). В этом случае уравнения Максвелла можно записать в виде системы линейных уравнений относительно составляющих поля в виде [1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_y \mathbf{e}_z - \mathbf{k}_z \mathbf{e}_y - \frac{\omega}{c} (\mu \mathbf{h}_x + i\mu_a \mathbf{h}_y) &= \mathbf{0} \quad , \\ \mathbf{k}_z \mathbf{e}_x - \frac{\omega}{c} (\mu \mathbf{h}_y - i\mu_a \mathbf{h}_x) &= \mathbf{0} \quad , \\ \mathbf{k}_y \mathbf{e}_x + \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{h}_z &= \mathbf{0} \quad , \\ \mathbf{k}_y \mathbf{h}_z - \mathbf{k}_z \mathbf{h}_y + \frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{e}_y &= \mathbf{0} \quad , \\ \mathbf{k}_z \mathbf{h}_x + \frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{e}_y &= \mathbf{0} \quad , \quad \mathbf{k}_y \mathbf{h}_x - \frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{e}_z = \mathbf{0} \quad , \end{aligned} \quad (13)$$

где \mathbf{e} и \mathbf{h} - комплексные амплитуды электрического и магнитного поля, ϵ - диэлектрическая проницаемость (для ферритов $\epsilon = 10-15$).

В общем случае распространения волн в произвольном направлении уравнения (13) имеют решения в виде *двух волн* с различными постоянными распространения и структурами поля и намагниченности. Намагниченность в этих волнах прецессирует вокруг постоянного поля, причем для волны, которую называют обыкновенной, будет левая эллиптическая поляризация, а для необыкновенной - правая. Такой характер прецессии приводит к тому, что постоянная распространения обыкновенной волны слабо зависит от постоянного поля и частоты, а для необыкновенной имеет сильную (резонансную) зависимость от напряженности поля и частоты.

Эти волны являются нормальными волнами намагниченного феррита и поэтому распространение любой волны может быть представлено в виде их суперпозиции. В качестве практически важных примеров рассмотрим условия распространения волн в направлениях: вдоль напряженности поля \mathbf{H}_0 и перпендикулярно ему.

1. Распространение волны вдоль поля \mathbf{H}_0 . В этом случае $k_y = 0$, $k_z = k$ и из уравнений (13) получим:

$$\frac{(h_x)_{1,2}}{(h_y)_{1,2}} = -\frac{(e_y)_{1,2}}{(e_x)_{1,2}} = \frac{(m_x)_{1,2}}{(m_y)_{1,2}} = \pm i, \quad (14)$$

$$k_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\mu \pm \mu_a)}, \quad (15)$$

Знаки "+" в (14) и (15) соответствуют индексам "1", а знаки "-" индексам "2". Волны, распространяющиеся вдоль поля, имеют круговую поляризацию полей и переменную намагниченности и условия их распространения определяются эффективными магнитными проницаемостями μ_+ и μ_- (12). Следствием различия постоянных распространения волн с правой и левой поляризацией является вращение плоскости поляризации линейно поляризованной волны - (эффект Фарадея). Угол поворота плоскости поляризации волны ψ , прошедшей расстояние l , определяется выражением [1]:

$$\psi = \frac{k_1 - k_2}{2} l, \quad (16)$$

Если $k_2 < k_1$, то плоскость поляризации повернется в левую сторону (если смотреть в направлении поля \mathbf{H}_0) при распространении волны как в направлении поля, так и в противоположном направлении. Эффект Фарадея в устройствах СВЧ очень часто используется при слабых намагничиваемых полях, не обеспечивающих намагничивание феррита до насыщения. В этом случае теория ФМР, рассмотренная в [2], может быть применена, если намагниченность насыщения M_0 во всех формулах заменить на намагниченность феррита M , соответствующую полю H_0 . Так как $H_0 \ll \omega/l$, то потери, связанные с ФМР, будут малы и, считая $\omega_T = 0$, получим из (10) и (11) выражения для эффективности магнитных проницаемостей в виде: $\mu_+ = 1 - \omega_M/\omega$, $\mu_- = 1 + \omega_M/\omega$, где $\omega_M = 4\pi\gamma M$. Для трехсантиметрового диапазона волн и ферритов с $4\pi M < 1500$ гаусс $\omega_M/\omega \ll 1$ и тогда из (16) получим приближенное выражение для угла поворота плоскости поляризации:

$$\psi = \frac{\omega}{2c} \sqrt{\varepsilon} \left(\sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega}} - \sqrt{1 - \frac{\omega_M}{\omega}} \right) l \cong \frac{4\pi\gamma M}{c} \sqrt{\varepsilon} l, \quad (17)$$

Следовательно, при изменении постоянного поля угол поворота плоскости поляризации будет изменяться за счет изменения намагниченности и зависимость $\psi(H)$ будет подобна кривой намагниченности феррита $M(H)$.

Если теперь учесть различное затухание нормальных волн, то линейно поляризованная волна по мере распространения в феррите станет уже эллиптически поляризованной волной. Углом поворота поляризации в этом случае будет угол между большими (или малыми) осями эллипсов и при малых потерях приближенно определяется выражением (17).

2. Распространение волн в направлении, перпендикулярном напряженности поля \mathbf{H}_0 ($k_z = 0$, $k_y = k$). Из уравнения (13-5) следует, что $e_y = 0$, а оставшаяся система уравнений распадается на две группы: (13-3,4) для e_x, h_x, h_y и (13-1,2,6) для e_z, h_x, h_y . Первая группа описывает обыкновенную волну, для которой $k_1 = \omega/c \times (\varepsilon\mu_z)^{1/2}$ и не зависит от поля ($\mu_z/1$). Постоянная распространения необыкновенной волны $k_2 = \omega/c(\varepsilon\mu_\perp)^{1/2}$.

Эффективная магнитная проницаемость $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \mu_a) / \mu$ имеет резонансные зависимости от поля и частоты, аналогичные зависимостям μ и μ_{\pm} . Максимум компоненты μ''_{\pm} наступает при условии $\omega^2 = \gamma^2 H_0 (H_0 + 4\pi M)$. Явление резонансного поглощения энергии волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном напряженности поля, называется поперечным ФМР. При фиксированной частоте этот резонанс наступает в более слабом поле, чем обычный резонанс, кроме того его величина определяется не только частотой, но и намагниченностью.

Из (13-2) следует, что $b_y = 0$, то есть магнитная индукция имеет линейную поляризацию, а собственное магнитное поле - левую эллиптическую поляризацию $h_y = i\mu_a h_x / \mu$. Из этого следует, что так как $\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}$, то переменная намагниченность для этой волны имеет правую эллиптическую поляризацию.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ФЕРРИТОМ

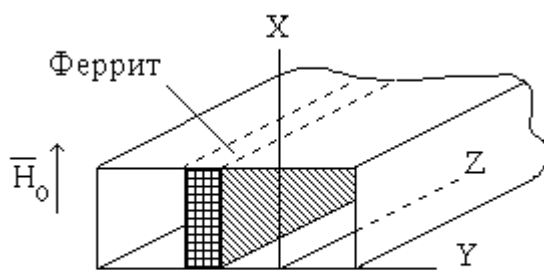


Рис.3 Прямоугольный волновод с ферритовой пластинкой

При создании различных взаимных и невзаимных волноводных устройств используются свойства волноводов, частично заполненных намагниченным ферритом: круглый волновод с коаксиальным ферритовым стержнем и прямоугольный волновод с ферритовой пластинкой, рис.3. Рассмотрим свойства этих волноводных элементов.

Решение электродинамической задачи о распространении волн в волноводе, в полости которого имеется гиромангнитная среда, связано с большими математическими трудностями, возникающими из-за дополнительных граничных условий на поверхности волновода и феррита. Для круглого волновода радиуса r_B с коаксиальным цилиндрическим стержнем из феррита радиуса r_{Φ} , намагниченного вдоль оси, методами теории возмущения ($r_{\Phi} / r_B \ll 1$) удается решить задачу о распространения волн типа H_{11} . Оказывается, что в таком волноводе могут распространяться две волны типа H_{11} с правой и левой круговой поляризацией (вся структура поля волны вращается в левую или правую сторону относительно \mathbf{H}_0). Постоянные распространения этих волн различны, и следовательно при распространении линейно поляризованной волны (плоскость поляризации совпадает с электрическим полем в центре волновода) будет происходить вращение плоскости поляризации. Решение этой задачи для слабых намагниченных полей в приближениях, использованных при выводе (17), приводит к следующему выражению для угла поворота плоскости поляризации [1]:

$$\psi \cong k_B \left(\frac{r_{\Phi}}{r_B} \right)^2 \frac{\omega}{\omega} \frac{M}{\omega} l, \quad (18)$$

где $k_B = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \left(\frac{1.84}{r_B} \right)^2}$ - постоянная распространения волны H_{11} в пустом волноводе [2,3].

Следовательно, для круглого волновода с ферритом угол поворота плоскости поляризации, также как и в безграничной среде, пропорционален намагниченности, однако для волновода появляется зависимость его от частоты. Эта зависимость определяется свойствами волновода k_B и феррита ω_M/ω .

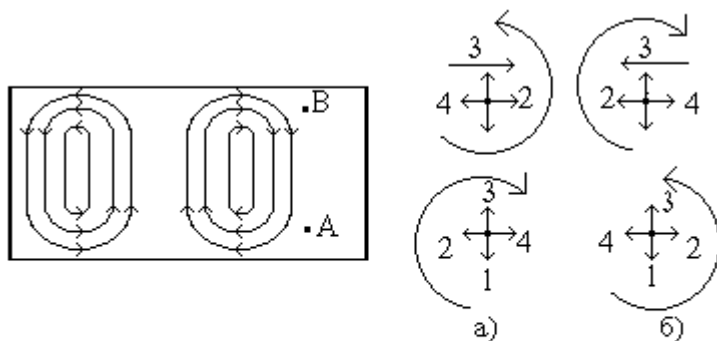


Рис.4 Поляризация магнитного поля H_{10} в волноводе.

распространяться только волна H_{10} . На рис.4 слева изображено распределение магнитного поля в плоскости широкой стенки в некоторый момент времени (временное представление поля) [2,3]. При распространении волны все это распределение магнитного поля перемещается вдоль волновода. Последовательные ориентации напряженности магнитного поля через четверть периода 1-2-3-4 при движении волны слева направо показаны на схеме а): внизу - для точки А, вверху - для точки В (это пространственное представление того же самого поля). На схеме б) показаны ориентации напряженности вектора магнитного поля в тех же точках при движении волны в обратном направлении. Из этих схем видно, что: а) в фиксированной точке магнитное поле имеет эллиптическую поляризацию, причем направление этой поляризации для прямой и обратной волн противоположны; б) в симметричных точках волновода для одного и того же направления распространения волны поля имеют противоположные направления эллиптической поляризации, то есть поле прямой волны в точке А эквивалентно полю обратной волны в точке В.

Если в волновод поместить тонкую ферритовую пластину несимметрично относительно его оси (рис.3), то в зависимости от направления распространения волны ее магнитное поле будет иметь правую или левую эллиптическую поляризацию относительно постоянного поля H_0 . Это приведет к различному взаимодействию волн с ферритовой пластиной и, следовательно, набег фазы и затухание для прямой и обратной волны будут различными (невзаимные свойства). Невзаимность будет максимальна при положениях пластины, приблизительно соответствующих круговой поляризации поля и будет отсутствовать при положении пластинки в центре и около узкой стенки волновода (линейная поляризация). При изменении направления поля на противоположное или при перемещении пластины в положение симметричное первоначальному, условия распространения прямой волны станут эквивалентны условиям распространения, которые были для обратной волны.

Параметры рассмотренных выше волноводных элементов с ферритом (вращение плоскости поляризации, взаимные и невзаимные сдвиги фаз и потери) можно в широких пределах регулировать изменением величины и направления постоянного поля.

5. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ЦИРКУЛЯТОР

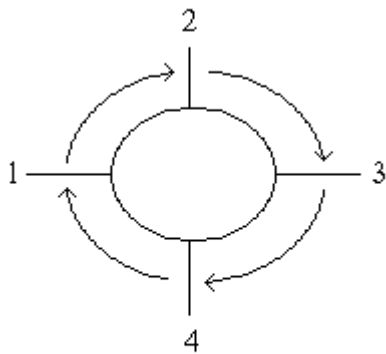


Рис.5 Схема передачи энергии в циркуляторе

В технике СВЧ для направленной передачи энергии используются устройства, называемые циркуляторами [3]. Схема передачи энергии в четырехплечевом циркуляторе показана на рис.5. Волна, поступающая в плечо 1 передается только в плечо 2 и не передается в плечи 3 и 4, из плеча 2 - только в плечо 3 и так далее, то есть осуществляется передача энергии по схеме 1-2-3-4-1. В циркуляторах используются различные свойства волноводных элементов, в частности, вращение плоскости поляризации в круглом волноводе с ферритовым стержнем (п.4) и поэтому такие циркуляторы называются поляризационными. Устройство четырехплечевого поляризационного циркулятора изображено на

рис.6. Размеры волновода выбраны так, что на рабочей частоте в прямоугольных волноводах плеч распространяется только волна H_{10} , а в круглом волноводе, содержащем феррит - только волна H_{11} . Постоянное поле соленоида обеспечивает поворот плоскости поляризации на 45° .

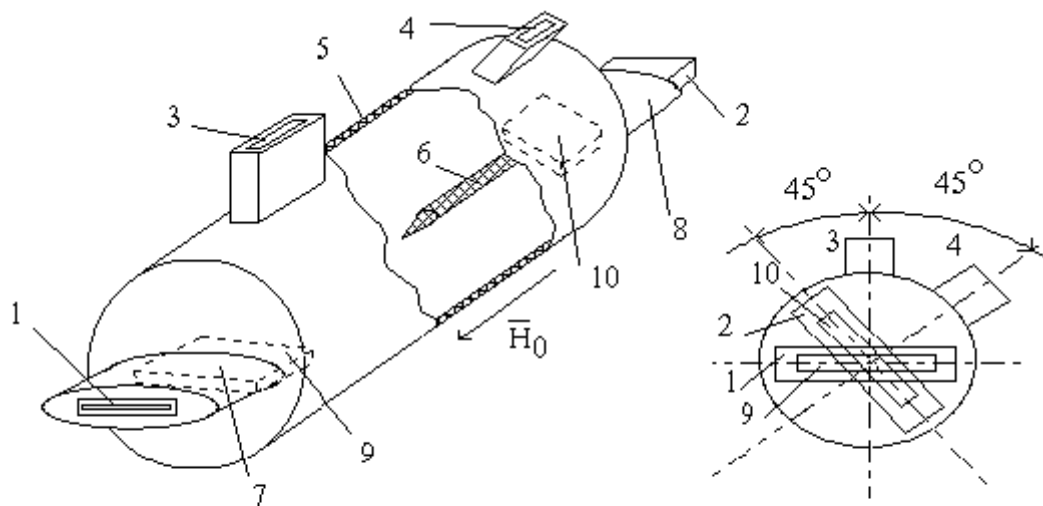


Рис.6 Поляризационный циркулятор

Рассмотрим условия распространения волн в циркуляторе. Волна H_{10} поступающая из плеча 1, в переходе (7) преобразуется в волну H_{11} круглого волновода (5). Плоскость поляризации этой волны (совпадающая с электрическим полем в центре волновода) перпендикулярна широкой стенке волновода 1. После прохождения участка с ферритовым стержнем (6) волна будет иметь плоскость поляризации, повернутую на 45° и через переход (8) пройдет в плечо волновода 2 (при соответствующем выборе направления постоянного поля). В волноводы плеч 3 и 4 энергия не будет передаваться, так как поля этой волны имеют структуру, при которой в них возбуждаются только волны высших типов [2,3], рис.7. Плоскости металлических пластинок (9) и (10) перпендикулярны электрическому полю рассматриваемой волны и поэтому пластины не будут влиять на ее распространение.

Если волна поступает из плеча 2, то для соответствующей волны в круглом волноводе после прохождения участка с ферритом, плоскость поляризации повернется

на 45° в ту же сторону. Вектор ее электрического поля будет параллелен плоскости пластинки (9), широкой стенке волновода плеча 1 и узкой стенке волновода плеча 3. Следовательно такая волна не возбудит плечо 1, отразится от пластинки (9) и возбудит волну H_{10} в волноводе плеча 3. Положение пластинки (9) выбрано так, чтобы около волновода 3 был максимум электрического поля и тем самым обеспечивалось его эффективное возбуждение. Проводя аналогичные рассуждения, легко установить, что волна из плеча 3 пойдет только в плечо 4, а из плеча 4 - в 1.

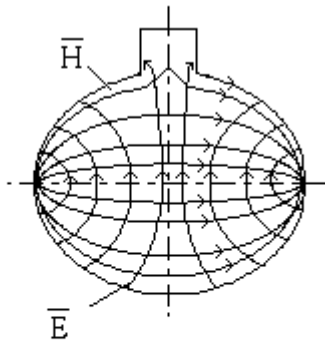


Рис.7 Распределение поля волны H_{11} в круглом волноводе в сечении плеч 3 и 4.

Следовательно, при определенном выборе направления и величины напряженности постоянного поля в поляризованном циркуляторе обеспечивается передача энергии по схеме 1-2-3-4-1. Если изменить направление напряженности постоянного поля на противоположное, то передача энергии будет происходить по схеме 1-4-3-2-1. Такой циркулятор можно использовать в качестве быстродействующего переключателя и модулятора. Действительно, меняя направление постоянного поля, можно передавать энергию волны из плеча 1 в плечо 2 или 4, к которым присоединены согласованные нагрузки. При работе в

режиме модулятора, необходимо изменить постоянное поле во времени по определенному закону и тогда в плечах 2 и 4 будут распространяться волны, модулированные по амплитуде.

В реальных устройствах из-за потерь в феррите и нарушения симметрии расположения волноводов не удастся достигнуть точного выполнения циркуляционной передачи энергии. Поэтому, например, при передаче энергии из плеча 1 в 2 часть ее ответвляется в плечи 3 и 4. При передаче энергии по схеме 1-2-3-4-1 качество циркулятора определяется следующими параметрами: а) прямое затухание при передаче 1-2 (рис.8а):

$$\alpha_{12} = 10 \lg \left(\frac{P_1}{P_2} \right) ; \quad (19)$$

б) обратное затухание: затухание, соответствующее передаче энергии из 2 в 1 (рис.8б):

$$\beta_{21} = 10 \lg \left(\frac{P_2}{P_1} \right) ; \quad (20)$$

в) развязка плеч: параметр, характеризующий ответвление энергии в плечи 3 и 4 при передаче энергии из 1 в 2 при согласованной нагрузке в нем (рис.8а):

$$\gamma_{13} = 10 \lg \left(\frac{P_1}{P_3} \right) , \quad \gamma_{14} = 10 \lg \left(\frac{P_1}{P_4} \right) . \quad (21)$$

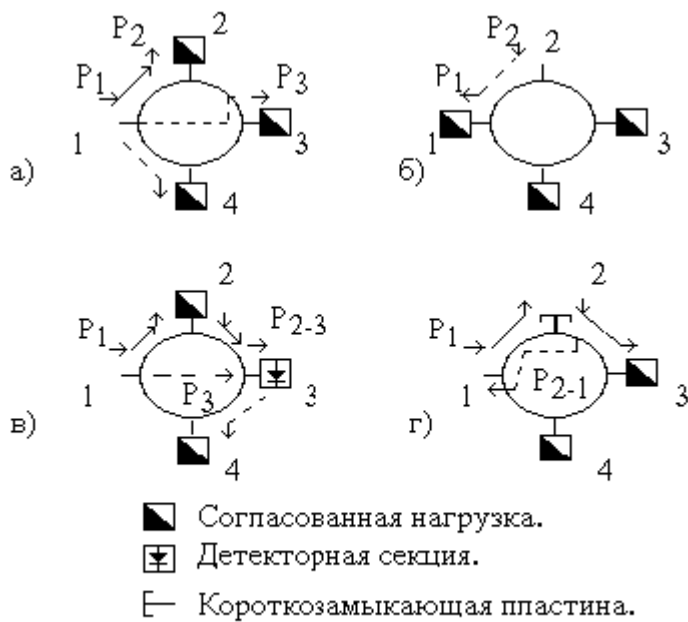


Рис.8 Схема работы циркулятора

Иногда циркулятор используется как направленный ответвитель для измерения сигнала, отраженного от нагрузки. В этом случае энергия от генератора подается в плечо 1, к плечу 2 присоединена нагрузка, к плечу 3 - детектор, к плечу 4 - согласованная нагрузка (рис.8в). Циркулятор в такой схеме обеспечивает не только направленную передачу сигнала, отраженного от нагрузки в плечо 3, но работает и как вентиль, развязывающий генератор от нагрузки, так как в плечо 1 ответвляется незначительная часть отраженной мощности.

Рабочими параметрами

направленного ответвителя являются: прямое затухание α_{12} , направленность:

$$\eta = 10 \lg\left(\frac{P_{23}}{P_3}\right) \quad (22)$$

и развязка генератора от нагрузки (рис.8г):

$$\xi = 10 \lg\left(\frac{P_1}{P_{21}}\right) \quad (23)$$

6. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка состоит из трех самостоятельных установок, предназначенных для изучения: 1) эффекта Фарадея в круглом волноводе, 2) поляризационного циркулятора, 3) невзаимного сдвига фаз в прямоугольном волноводе с ферритовой пластинкой. Каждая установка имеет свою высокочастотную часть, индикаторные устройства и питание соленоидов и электромагнита объединены во всех трех установках.

Высокочастотная часть установки изображена на рис.9. В качестве генератора СВЧ колебаний (5) используется клистронный генератор малой мощности 3-сантиметрового диапазона, работающий в режиме модуляции прямоугольными импульсами (меандр). На выходе генератора стоит ферритовый вентиль (6), обеспечивающий развязку генератора от нагрузки. С помощью волноводных переключателей (7) энергию от генератора можно подводить к одной из трех установок.

1. Установка для изучения эффекта Фарадея состоит из перехода (9) от

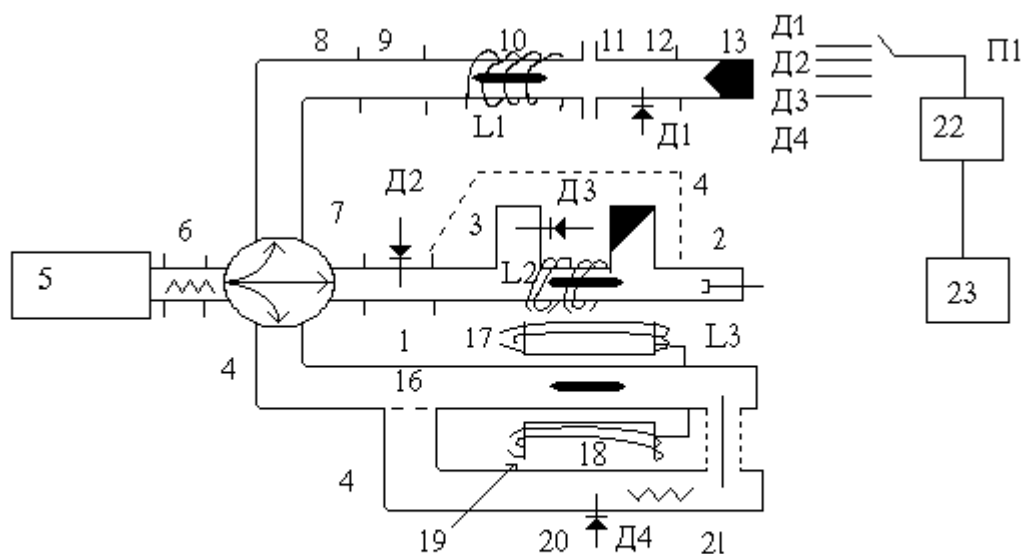


Рис.9 Высокочастотная часть экспериментальной установки.

прямоугольного волновода к круглому, круглого волновода с коаксильным ферритовым стержнем (10) и соленоидом L_1 , создающим постоянное продольное магнитное поле, вращающегося соединения с лимбом (11), поворотной детекторной секции (12) и согласованной нагрузки круглого волновода (13). В детекторной секции связь детекторной секции с продольной составляющей магнитного поля волны осуществляется петлей. Волна, поступающая от генератора через переход (9), преобразуется в волну H_{11} круглого волновода. На участке волновода с ферритовым стержнем (10) волна из линейно поляризованной преобразуется в эллиптически поляризованную волну. Большая ось этого эллипса будет составлять угол ψ с плоскостью поляризации волны на выходе (10). Продольная составляющая магнитного поля волны изменяется с изменением азимутального угла φ пропорционально $\cos \varphi$ [2,3]. Так как детектор имеет квадратичную характеристику, то ток детектора можно записать в виде $I = I_0 + I_1 \cos^2 \varphi$, где I_0 соответствует малой оси, а $I_0 + I_1$ - большой оси эллипса. Поворот плоскости поляризации можно фиксировать по положению малой или большой оси эллипса.

2. Установка для изучения циркулятора (15) состоит из входной детекторной секции (14), циркулятора с двумя соленоидом L_2 (постоянное поле) и L_M (поле модуляции). Обмотки соленоидов равномерно намотаны вдоль участка от плеча 3 до плеча 4. Кроме этого в установке имеется комплект сменных элементов волноводного тракта (показаны пунктиром на рис.9), которые можно присоединять к любому плечу циркулятора. В этот комплект входят: две согласованные нагрузки, детекторная секция и пластина для короткого замыкания волновода [3].

3. Установка для изучения взаимного сдвига фаз состоит из двух направленных ответвителей (16) и (21), волноводной секции с ферритом (17), электромагнита (18) с обмотками L_3 , фиксированного аттенюатора (2) и переменного аттенюатора (19), измерительной линии (20). Волноводная секция с ферритом выполнена в виде отрезка прямоугольного волновода, через узкую стенку которой проходит диэлектрический стержень-держатель, закрепленный одним концом на микрометрическом винте отсчетного приспособления. Внутри волновода на держателе приклеена ферритовая пластина. При помощи микрометрического винта пластину можно перемещать от одной узкой стенки волновода до другой. Волноводная секция помещена между полюсами электромагнита (18) (поле

электромагнита перпендикулярно широкой стенке волновода). Для измерения изменения фазы волны, прошедшей через волновод с ферритом используется опорная волна. В направленном ответвителе (16) волна, пришедшая от генератора, разделяется на две волны: прямую, поступающую в волноводную секцию с ферритом, и ответвленную, являющуюся опорной волной. Как следует из рис.9, обе волны поступают на противоположные входы измерительной линии (20). Положение минимума и максимума стоячей волны в измерительной линии будут определяться соотношением фаз противоположно направленных волн. Так как фаза опорной волны постоянна, а фаза прямой волны изменяется в зависимости от положения ферритовой пластины в волноводе, то смещение минимума или максимума

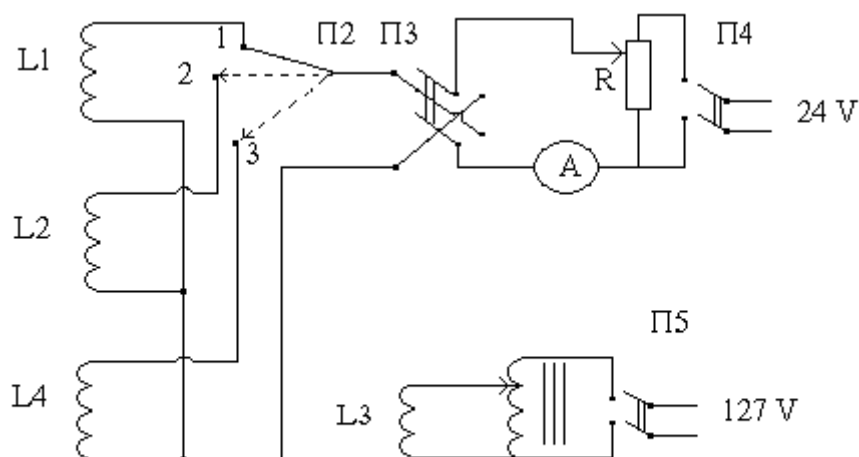


Рис.10 Схемы питания соленоидов и электромагнита

стоячей волны Γ однозначно определяется изменением фазы в волноводной секции с ферритом: $\Delta\varphi = 2\pi\Delta l/\lambda_B$, где λ_B - длина волны в волноводе измерительной линии.

4. *Индикаторная часть установки* (рис.9). При помощи переключателя П1 можно выход любой детекторной секции присоединить к входу измерительного усилителя (22). Осциллограф (23) и вольтметр измерительного усилителя являются регистрирующими приборами.

5. *Схема питания соленоидов и электромагнита* показана на рис.10. Соленоиды L_1 , L_2 и обмотки электромагнита L_3 питаются от постоянного источника напряжения 24 вольт. Питание соленоида L_M осуществляется через автотрансформатор от сети 50 герц. Потенциометр R (рег. тока) служит для изменения напряжения на соленоидах от 0 до 24 вольт, а переключатель П3 - для изменения направления тока.

7. УПРАЖНЕНИЯ

В начале каждого упражнения при включениях и переключениях токов в соленоидах и обмотках обязательно поставьте потенциометр и автотрансформатор в положения, при которых напряжения на соответствующих нагрузках минимальны. Включите клистронный генератор в режиме модуляции меандром, а так же осциллограф и измерительный усилитель и прогрейте их 10-15 минут.

УПРАЖНЕНИЕ 1. ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ. Поставьте первый волноводный переключатель (7) в положение, при котором сигнал от генератора поступает в установку для изучения эффекта Фарадея. Переключатели Π_1 и Π_2 поставьте в положение 1, реостат R - в положение, соответствующее минимальному току через соленоид L_1 . Наблюдая сигнал с детектора D_1 на осциллографе, поворотом детекторной секции найдите положение минимума или максимума тока. По лимбу определите показания для этого положения детекторной секции (12). Меняя величину тока в соленоиде, снимите зависимость угла поворота плоскости поляризации Ψ от постоянного тока. Снимите эту же зависимость для обратного направления тока. Пользуясь связью между током через соленоид и напряженностью

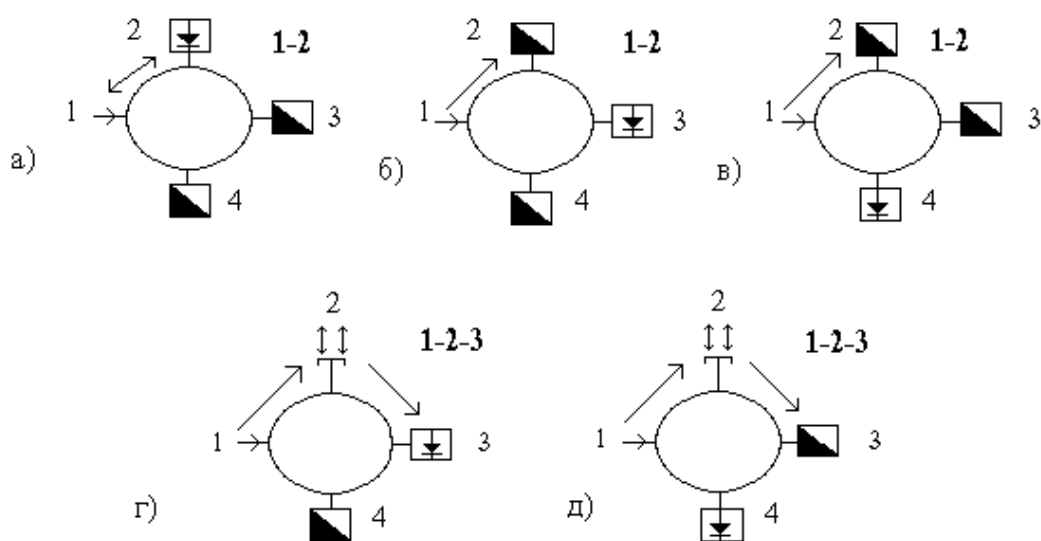


Рис.11 Схемы соединений для проверки передачи энергии в циркуляторе.

магнитного поля, постройте зависимость $\Psi(H)$ для двух направлений напряженности поля. ($H_{A/M} = 60 \text{ J mA}$).

УПРАЖНЕНИЕ 2. ИЗУЧЕНИЕ СХЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В ЦИРКУЛЯТОРЕ. При помощи переключателей (7) соедините установку циркулятора с генератором. К плечам циркулятора присоедините сменные элементы волноводного тракта по схеме рис.11а. Переключатели Π_1 и Π_2 поставьте в положение 2. Изменяя ток в соленоиде L_2 снимите зависимость мощности P_2 , приходящей в плечо 2, от тока в соленоиде. Прodelайте то же самое для обратного направления тока. Из сравнения полученных зависимостей выберите направление и силу тока, при которых мощность, проходящая в плечо 2, имеет максимум при наименьшей силе тока (поворот плоскости поляризации на угол 45°). Установив этот ток, проверьте схему передачи энергии в циркуляторе (рис.5), используя все варианты соединений сменных элементов с циркулятором (рис.11). Постройте график $P_2(H)$, используя данные соленоида L_2 ($H_{A/M} = 40 \text{ Jma}$).

УПРАЖНЕНИЕ 3. ИЗМЕРЕНИЕ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ЦИРКУЛЯТОРА.

Для определения коэффициента направленности соберите схему соединения рис.8а, заменив нагрузку в плече 2 волноводной секцией с поршнем. Установите ток соленоида, соответствующий схеме передачи энергии 1-2-3-4-1. На детектор в плече 3 будет действовать поле E , являющееся суммой двух волн: E_0 - поле волны,

отраженной от короткого замыкания в плече 2 (волна P_{23}) и E_1 - поле волны, прошедшей из плеча 1 в плечо 3 (P_3). Если перемещать поршень в плече 2, то фаза отраженной волны будет изменяться, а фаза волны, прошедшей из плеча 1 в плечо 3 будет постоянна. Можно найти положения поршня, при которых отраженная волна и прошедшая будут в фазе, тогда $|E| = |E_0| + |E_1|$ и ток детектора будет максимальным J_{\max} , или волны будут в противофазе $|E| = |E_0| - |E_1|$ и ток будет минимальным J_{\min} . Коэффициент направленности согласно (23) равен $\eta = 10 \lg(|E_0|^2 / |E_1|^2)$ или, если обозначить $m = (|E_0| - |E_1|) / (|E_0| + |E_1|)$ и учесть квадратичную зависимость тока детектора от напряженности поля $m = (J_{\min} / J_{\max})^{1/2}$ то можно записать:

$$\eta = 20 \lg \frac{1 + m}{1 - m} .$$

Для определения коэффициента развязки генератора от нагрузки следует проделать аналогичные измерения, используя уже детектор D_3 на входе циркулятора. При выполнении этого упражнения в качестве индикатора следует использовать вольтметр измерительного усилителя.

УПРАЖНЕНИЕ 4. ЦИРКУЛЯТОР В РЕЖИМЕ МОДУЛЯТОРА. Положения всех переключателей и соединения сменных элементов такие же, как и в упражнении 2 (рис.11а). По графику зависимости $P_2(N)$, полученной в упражнении 2, определите ток соленоида L_2 , соответствующий средней рабочей точке линейной части этой зависимости. Установите ток соленоида равный этому значению. Включите модулятор. С помощью автотрансформатора подберите амплитуду переменного тока, при которой на экране осциллографа наблюдается модулированный неискаженный сигнал (амплитудная модуляция с частотой 50 гц). Изменяя амплитуду модуляции, наблюдайте форму выходных сигналов на экране осциллографа, наиболее характерную зарисуйте. То же самое проделайте, меняя положение рабочей точки (ток в соленоиде L_2). Объясните форму полученных сигналов при помощи зависимости $P_2(N)$, полученной при выполнении упр. 2.

УПРАЖНЕНИЕ 5. ИЗУЧЕНИЕ НЕВЗАИМНОГО СДВИГА ФАЗ. Невзаимный сдвиг фаз определяется как разность набега фаз для прямой и обратной волны, прошедших отрезок волновода с ферритовой пластинкой. Переключателями (7) соедините генератор с установкой измерительной секции (17). Поставьте переключатели Π_1 в положение 4, Π_2 - в положение 3. При помощи реостата установите ток в электромагните, соответствующий постоянному магнитному полю 350 эрстед. Ферритовую пластину поместите вблизи узкой стенки волноводной секции. Передвигая зонд вдоль измерительной линии и регулируя аттенюатором (19) амплитуду опорной волны, добейтесь четкого минимума тока детектора D_4 . В качестве индикатора удобно использовать осциллограф. По положению двух соседних минимумов l_1 и l_2 определите длину волны в волноводе $\lambda_B = 2 |l_1 - l_2|$. С помощью микрометрического винта перемещайте ферритовую пластину, фиксируя ее положение через 1-2 мм. При каждом положении ферритовой пластины измерьте положение минимума стоячей волны. Следите за тем, чтобы измерялся сдвиг одного и того же минимума. Измерения проделайте для двух противоположных направлений поля. По полученным данным постройте графики зависимости смещения минимума от положения пластинки. Вычислите невзаимный сдвиг фаз и постройте его зависимость от положения пластины в волноводе.

В ОТЧЕТЕ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ПРЕДСТАВЛЕННЫ:

1) График зависимости поворота плоскости поляризации от поля. 2) График зависимости мощности, прошедшей в плечо 2 циркулятора от поля. 3) Значения рабочих параметров циркулятора. 4) Форма сигналов на выходе циркулятора при различных режимах модуляции. 5) Графики зависимости набега фазы от положения пластины. 6) Графики зависимости взаимного сдвига фаз от положения пластины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, "Наука", М., 1973
2. Ширман А.Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. Связь, М., 1955
3. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т1. Техника сверхвысоких частот. М, 1970