

УДК 621.372.85

ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР, ОБРАЗОВАННЫЙ ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ВОЛНОВОДОМ С АНИЗОТРОПНОЙ ОДНООСНОЙ ПЛАСТИНОЙ

В. В. Чижов, Ю. Г. Макеев, В. А. Коробкин

В работе рассмотрена задача о собственных колебаниях анизотропной одноосной пластины, полностью заполняющей поперечное сечение прямоугольного волновода. Теоретические и экспериментальные результаты получены для H_{m0} - и H_{0n} -типов волн. Приведены выражения для расчета резонансных частот H_{m0} - и H_{0n} -типов колебаний при произвольной ориентации оптической оси кристалла относительно используемой декартовой системы координат. Расхождение теоретических и экспериментальных результатов не превышало 3%.

Высокие требования к повторяемости амплитудно-частотных характеристик привели к использованию в технике СВЧ волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) с элементами, изготовленными из монокристаллического лейкосапфира и кварца. Однако монокристаллические диэлектрики являются анизотропными материалами. Для того чтобы избежать ошибок при разработке ВДР, необходимо проанализировать зависимость резонансной частоты волновода с монокристаллом при изменении положения главной оптической оси диэлектрика.

Собственные колебания ВДР были теоретически и экспериментально исследованы в [1,2], однако они рассматривались либо для изотропного образца в прямоугольном волноводе, либо для анизотропного диска в цилиндрическом волноводе.

1. Постановка и решение электродинамической задачи. Рассмотрим собственные колебания анизотропной одноосной пластины, полностью заполняющей поперечное сечение прямоугольного волновода, при этом главные оси тензора диэлектрической проницаемости могут быть произвольным образом повернуты относительно выбранной системы координат (рис. 1). Вначале рассмотрим наиболее простой случай, когда главные оси тензора диэлектрической проницаемости $\overset{\wedge}{\epsilon}$ совпадают с осями координат. Тензор диэлектрической проницаемости $\overset{\wedge}{\epsilon}$ имеет вид

$$\overset{\wedge}{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}; \quad (1)$$

$$\overset{\wedge}{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}; \quad (2)$$

$$\overset{\wedge}{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Для случая продольной анизотропии (1) волновые уравнения для H - и E -типов волн мы берем из [3]. Решая эти уравнения и принимая во внимание, что резонирующие типы волн распространяются в волноводе с диэлектриком, а в пустом волноводе экспоненциально затухают, и используя равенство тангенциальных компонент поля на границе «воздух—диэлектрик», получим уравнения для определения резонансных частот $H_{mn\delta}$ - и $E_{mn\delta}$ -типов колебаний анизотропной пластины, полностью заполняющей поперечное сечение прямоугольного волновода [1]:

$$H_{mn\delta}\text{-типы} \quad \begin{cases} \frac{\gamma}{\Gamma} = \operatorname{tg} \frac{\Gamma l}{2} & \text{— четные типы колебаний} \\ \frac{\gamma}{\Gamma} = -\operatorname{ctg} \frac{\Gamma l}{2} & \text{— нечетные типы колебаний} \end{cases}, \quad (4)$$

где

$\gamma = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 - (2\pi/\lambda)^2}$, $\Gamma = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_{\perp} - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2}$, γ , Γ — постоянные распространения в пустом волноводе и волноводе с диэлектриком соответственно, a — размер широкой и b — узкой стенок волновода;

$$E_{mn\delta}\text{-типы} \quad \begin{cases} \epsilon_{\perp} \frac{\gamma}{\Gamma} = \operatorname{tg} \frac{\Gamma l}{2} & \text{— четные} \\ \epsilon_{\perp} \frac{\gamma}{\Gamma} = -\operatorname{ctg} \frac{\Gamma l}{2} & \text{— нечетные} \end{cases}, \quad (5)$$

где $\Gamma = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_{\perp} - (\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel})[(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2]}$.

При конструировании СВЧ приборов на основе ВДР большой практический интерес представляют волны с одним нулевым индексом. Согласно [3] в случае поперечной анизотропии, при полном заполнении поперечного сечения волновода анизотропным диэлектриком, могут независимо существовать волны, структуры полей которых полностью соответствуют структурам полей H_{m0} - и H_{0n} -типов волн. В дальнейшем в работе будет упоминаться именно эта классификация (H_{m0} - и H_{0n} -типы волн).

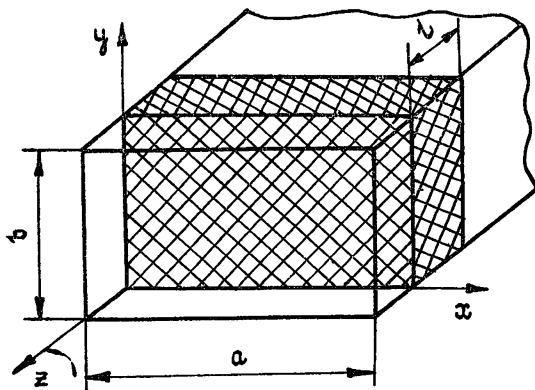


Рис. 1.

Волновые уравнения при ориентации главной оптической оси кристалла, соответствующей выражению (2), для H_{m0} - и H_{0n} -типов волн имеют вид

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + x_{\parallel}^2 H_z = 0, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + x_{\perp}^2 H_z = 0. \quad (6)$$

Аналогичный вид имеют волновые уравнения, и в случае (3) для

этих же типов волн (для H_{m0} в волновом уравнении (6) необходимо заменить ϵ_{\parallel} на ϵ_{\perp} и для H_{0n} — ϵ_{\perp} на ϵ_{\parallel}). При сшивании электромагнитных полей, отвечающих данным волновым уравнениям, на границе раздела сред получим уравнения для определения резонансных частот, аналогичные (4), с учетом того, что для $H_{m0\delta}$ -типов $n=0$, а для $H_{0n\delta}$ -типов $m=0$. При этом выражения для постоянных распространения Γ можно записать как (случай 2)

$$H_{m0\delta}\text{-тип: } \Gamma = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_{\parallel} - (m\pi/a)^2}, \quad (7)$$

$$H_{0n\delta}\text{-тип: } \Gamma = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_{\perp} - (n\pi/b)^2}.$$

2. Анализ полученных результатов. Выражения (5), (6) показывают, что анизотропная пластина резонирует на той же частоте, что и изотропная с диэлектрической проницаемостью ϵ , равной либо ϵ_{\perp} , либо ϵ_{\parallel} .

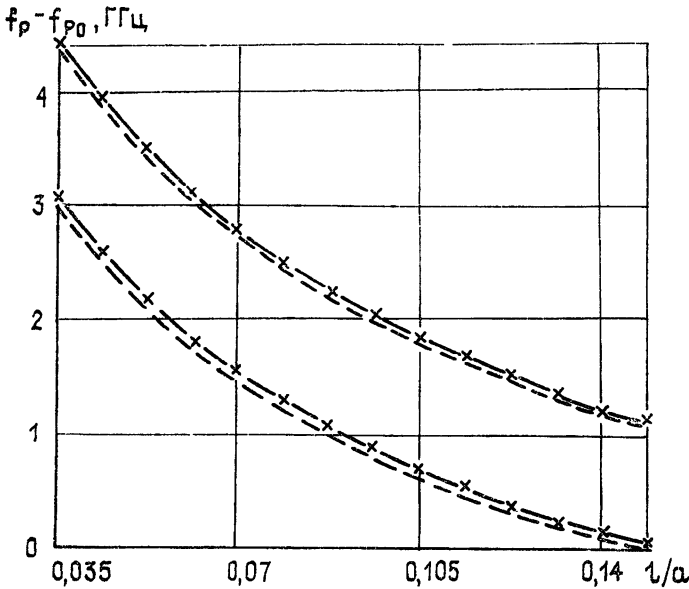


Рис. 2.

Иллюстрацией к этому выводу могут служить теоретические и экспериментальные зависимости изменения резонансной частоты f_p анизотропной пластины от толщины l , приведенные на рис. 2, где показаны зависимости для H_{206} - и H_{016} -колебаний в случае, когда оптическая ось кристалла перпендикулярна широкой стенке волновода, (на рис. 2, а также на рис. 3 штриховые линии соответствуют теоретическим зависимостям, сплошные — экспериментальным). Относительная толщина диафрагмы l/a изменялась в пределах $l/a = 0,035 \div 0,147$ (l — толщина диафрагмы). На рис. 2 использованы следующие обозначения: f_p — резонансная частота исследуемых резонансов; f_{p0} — теоретическая резонансная частота резонанса H_{106} диафрагмы с относительной толщиной $l/a = 0,147$. Как видно из рисунка, теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются друг с другом.

Исходя из полученных выражений для постоянных распространения Γ для различных записей ϵ и из уравнений для расчета резонансных частот в случае резонанса H_{m0} - и H_{0n} -типов волн можно сделать вывод о возможности применения в данных уравнениях параметра $\epsilon_{\text{эфф}}$ при отклонении главной оптической оси кристалла в плоскостях yOz , yOx и xOz волновода. При этом выражение для $\epsilon_{\text{эфф}}$ запишем в виде [4]

$$\epsilon_{\text{эфф}} = \epsilon_{\parallel} \sin^2 \varphi + \epsilon_{\perp} \cos^2 \varphi, \quad (8)$$

где φ — угол отклонения главной оптической оси кристалла от продольной оси волновода.

На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальные графики изменения резонансной частоты f_p от изменения угла φ для колебаний H_{106} и H_{206} . Здесь f_{p0} — теоретическая резонансная частота резонанса H_{106} (H_{206}) при угле $\varphi=0^\circ$. На этом же графике показана теоретическая зависимость резонансной частоты резонанса H_{016} от угла φ . В данном случае f_{p0} — теоретическая резонансная частота резонанса H_{016} при угле $\varphi=0$. Зависимости приведены для случая, когда тензор диэлектрической проницаемости ϵ имеет вид (2), относительная толщина диафрагмы составляла $l/a=0,147$. Как показывает сравнительный анализ теоретических и экспериментальных результатов, их расхождение не превышает 3%.

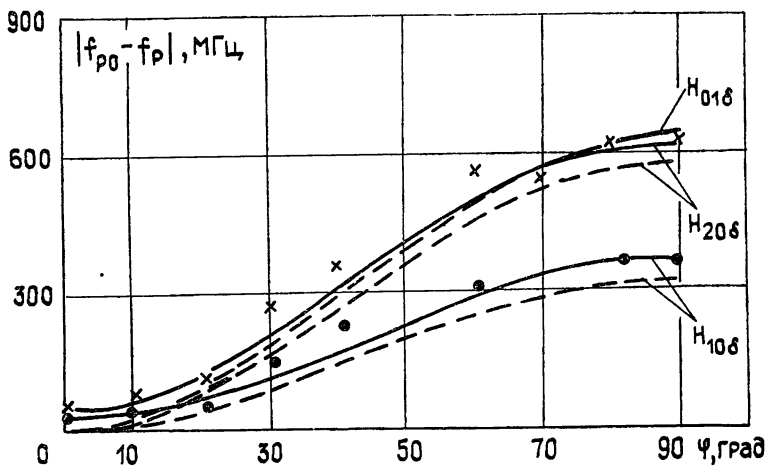


Рис. 3.

Анализируя уравнения для расчета резонансных частот колебаний H_{m06} и H_{0n6} и графики рис. 3 видно, что, например, для колебаний H_{206} величина и характер перестройки резонансной частоты f_p не зависит от того, в какой плоскости, $y0x$ или $y0z$, происходит отклонение оптической оси кристалла. То же самое можно сказать о всех H_{m06} (H_{0n6})-типах колебаний. Используя понятие указательной поверхности тензора диэлектрической проницаемости анизотропного диэлектрика [5], введем величину $\epsilon_{эфф}$, которая будет являться функцией двух углов, т. е. одновременно описывать отклонение оптической оси кристалла в двух плоскостях (описывать произвольное отклонение оптической оси кристалла от заданного направления).

Выражение для определения $\epsilon_{эфф}$ в этом случае представим в виде

$$\epsilon_{эфф} = (\epsilon_{\perp} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \varphi) \sin^2 \Theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \Theta, \quad (9)$$

где φ — угол отклонения оптической оси кристалла в плоскости $y0z$ волновода (отсчитывается от оси z), а Θ — угол отклонения оптической оси кристалла в плоскости $y0x$ (отсчитывается от оси x волновода).

На рис. 4 приведены теоретические зависимости резонансной частоты резонансов H_{206} и H_{016} от угла Θ ($\varphi=90^\circ$, f_{p0} — резонансная частота резонанса H_{206} при $\varphi = \Theta = 90^\circ$). Из графика видно, что при определенном угле отклонения Θ_0 оптической оси кристалла резонансные частоты колебаний H_{206} и H_{016} одноосной анизотропной пластины равны. Дальнейшее увеличение Θ ведет к изменению относительного положения собственных частот резонансов H_{206} и H_{016} . Следует отметить, что перестройка спектра резонансных частот анизотропной пластины возможна лишь при поперечной анизотропии. Явление перестройки спектра резонансных частот в СВЧ устройствах на основе ВДР может играть как положительную, так и отрицательную роль.

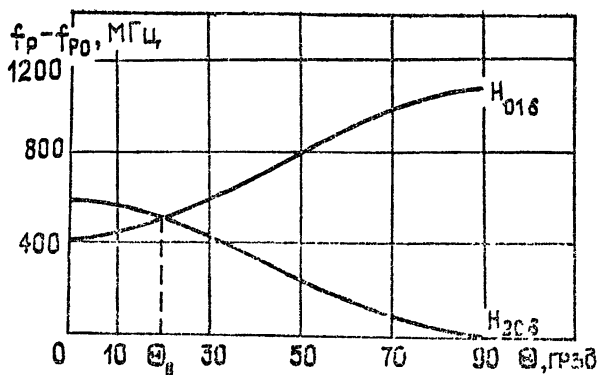


Рис. 4.

Например, используя данный эффект, можно осуществлять «перекатку» энергии из одного типа резонанса другому и т. д. Применительно же к вопросу контроля электрических параметров диэлектриков данный эффект носит негативный характер, так как в связи с этим возникают трудности при определении «рабочего» типа резонанса.

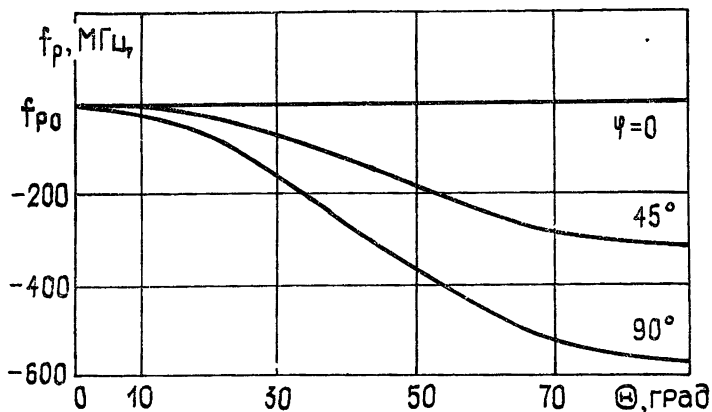


Рис. 5.

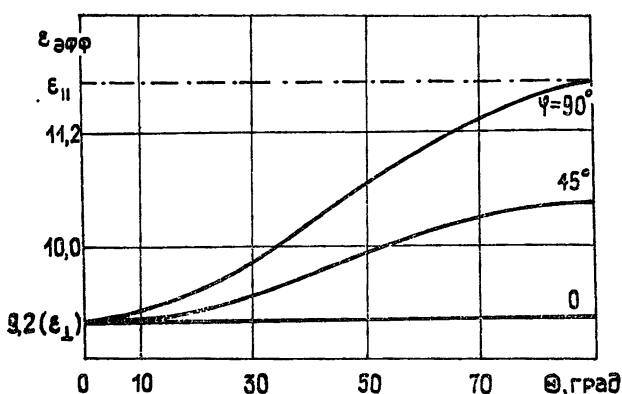


Рис. 6.

С уменьшением угла φ перестройка спектра будет происходить при больших углах Θ ($\Theta > 20^\circ$). Эти данные можно проиллюстрировать с помощью рис. 5, на котором приведены зависимости изменения резонансной частоты резонанса H_{206} от Θ при различных углах φ (f_{p0} — резонансная частота резонанса H_{206} при $\varphi = \Theta = 0$ и $l/a = 0,147$). При

значении угла $\varphi=0^\circ$ спектр резонансных частот $H_{m0\delta}$ -типов колебаний анизотропной диафрагмы полностью соответствует спектру резонансных частот H -типов изотропной пластины с $\varepsilon=9,2$.

На рис. 6 показаны зависимости изменения эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{эфф}}$ при различных углах φ и Θ для колебания $H_{20\delta}$. С помощью данного графика можно приближенно оценить величину отклонения оптической оси кристалла от заданного направления. Более точная оценка возможна при учете резонанса $H_{01\delta}$ той же пластины (рис. 2, 3).

Получены приближенные выражения для вычисления резонансных частот колебаний $H_{m0\delta}$ - и $H_{0n\delta}$ -типа при произвольной ориентации оптической оси одноосного анизотропного монокристалла в волноводе. Найденные зависимости можно использовать при контроле электрических параметров анизотропных пластин, полностью заполняющих поперечное сечение прямоугольного волновода, а также при создании резонансных СВЧ устройств на основе такой структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. // Радиофизика. 1978. Т. 21. № 4. С. 558 (Изв. высш. учеб. заведений).
2. Коробкин В. А., Пятак Н. И., Бабарика Л. И., Макеев Ю. Г. // ПТЭ. 1976. № 3. С. 169.
3. Макеев Ю. Г., Державин А. В., Коробкин В. А., Чижов В. В. // Электронная техника. Сер. 1 Электроника СВЧ. 1982. № 4. С. 56.
4. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. — М.: Наука, 1979. — 639 с.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
29 января 1987 г.

WAVEGUIDE-DIELECTRIC RESONATOR OF RECTANGULAR WAVEGUIDE WITH ANISOTROPIC ONE-AXIS PLATE

V. V. Chizhov, Yu. G. Makeev, V. A. Korobkin

Eigen oscillations of anisotropic one-axis plate, filled completely the rectangular waveguide cross-section, are discussed. Theoretical and experimental results for H_{m0} - and H_{0n} -modes have been obtained. The equations are given for calculation of resonant frequencies $H_{m0\delta}$ and $H_{0n\delta}$ oscillations for any crystal optic axis orientation, relative to the used rectangular coordinate system. The difference between theoretical and experimental results are less than 3%.