

3. Комарь Г. И., Шестопапов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 230 — Харьков, 1983.
4. Комарь Г. И. В кн.: Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Киев: Наукова думка, 1983, с. 138.
5. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Сов. радио, 1967, с. 270.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
12 марта 1984 г.,
после доработки
8 октября 1984 г.

УДК 621 372.09

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МОД В КРУГЛОМ ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

М. А. Шапиро

Волновод с прямоугольной гофрировкой может быть использован для преобразования мод [1]. Существенное влияние на работу такого преобразователя оказывает отражение взаимодействующих волн от гофрированного участка. В настоящей работе на основе метода матриц передач [2] построена теория взаимодействия двух парциальных мод с учетом отражений. На основе этой теории рассмотрен преобразователь с такими параметрами, чтобы в полосе преобразования волн отражения были минимальны. Проведено экспериментальное исследование преобразователя моды E_{01} круглого волновода в моду E_{02} .

1. Будем рассматривать распространение в круглом гофрированном волноводе двух мод, продольные волновые числа которых $h_{1,2}$ на центральной частоте преобразования ω_0 удовлетворяют условию

$$h_1(\omega_0) - h_2(\omega_0) = \bar{h}, \quad (1)$$

$h_{1,2} = \sqrt{k^2 - \mu_{1,2}^2 a^2}$, $\bar{h} = 2\pi/d$, a — средний радиус волновода, d — период гофра, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве, λ — длина волны, $\mu_{1,2}$ — соответствующие рассматриваемым модам корни функции Бесселя. Центральные частоты полос загираания мод определяются соотношениями

$$2h_1(\omega_m) = m\bar{h}, \quad 2h_2(\omega_n) = n\bar{h}, \quad (2)$$

m, n — целые положительные числа.

Будем предполагать, что частота колебаний в волноводе удовлетворяет условию $\mu_2 < ka < \mu_3$, при этом волновое число достаточно отличается от критических значений для высшей из взаимодействующих мод μ_2/a и низшей из нераспространяющихся — μ_3/a . В этих условиях справедливо двухмодовое рассмотрение. В рамках метода матриц передачи регулярные участки преобразователя, имеющие длину $l = d/2$ и поперечные сечения с радиусами $a \pm b$ (b — амплитуда гофрировки), представляют собой восьмиполосники с двухблочными матрицами 4×4 вида

$$A^{+,-} = \begin{pmatrix} B_{11}^{+,-} & 0 \\ 0 & B_{22}^{+,-} \end{pmatrix}, \quad B_{1,2}^{+,-} = \begin{pmatrix} \cos h_{1,2}^{+,-} l & iZ_{1,2}^{+,-} \sin h_{1,2}^{+,-} l \\ i \frac{1}{Z_{1,2}^{+,-}} \sin h_{1,2}^{+,-} l & \cos h_{1,2}^{+,-} l \end{pmatrix}.$$

Здесь $h_{1,2}^{+,-} = \sqrt{k^2 - \mu_{1,2}^2/(a \pm b)^2}$, $Z_{1,2}^{+,-} = (4\pi/c) h_{1,2}^{+,-}/k$ — характеристические импедансы (рассматриваем E -моды). Преобразование мод на одной ступеньке гофрированного участка описывается матрицей

$$D^{+,-} = \begin{pmatrix} D_{11}^{+,-} & 0 & D_{12}^{+,-} & 0 \\ 0 & D_{11}^{+,-} & 0 & D_{12}^{+,-} \\ D_{21}^{+,-} & 0 & D_{22}^{+,-} & 0 \\ 0 & D_{21}^{+,-} & 0 & D_{22}^{+,-} \end{pmatrix},$$

элементы которой в приближении слабой гофрировки $b/a \ll 1$ равны [3]

$$D_{12}^{+-} = \pm 2 \frac{b}{a} \frac{k^2 - h_1 h_2}{(h_1 - h_2) h_1}, \quad D_{21}^{+-} = \pm 2 \frac{b}{a} \frac{k^2 - h_1 h_2}{(h_2 - h_1) h_2},$$

$$D_{11}^{+-} = D_{22}^{+-} = 1 - \frac{1}{2} D_{12}^{+-} D_{21}^{+-}.$$

Волновод, имеющий N гофров, может быть представлен матрицей

$$G = (D + A - D - A)^N.$$

Вне полосы преобразования мод матрицы D^{+-} равны единичной матрице, поэтому волновод описывается двумя матрицами передачи 2×2 $P_{1,2} = (B_{1,2}^+ B_{1,2}^-)^N$. Используя выражения для элементов матрицы передачи цепочки из N одинаковых четырехплюсников с матрицами $(B_{1,2}^+ B_{1,2}^-)$ (см. [2]), найдем коэффициент отражения по мощности для каждой из мод от гофрированного участка:

$$R_{1,2} = 1 - \left(\text{ch}^2 N \theta_{1,2} + C_{1,2}^2 \frac{\text{sh}^2 N \theta_{1,2}}{\text{sh}^2 \theta_{1,2}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где

$$C_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^+} + \frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^-} \right) \sin h_{1,2}^+ l \cos h_{1,2}^- l + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^-} + \frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^+} \right) \sin h_{1,2}^- l \cos h_{1,2}^+ l,$$

$\theta_{1,2}$ — постоянные распространения цепочек, определяемые соотношением

$$\text{ch} \theta_{1,2} = \cos h_{1,2}^+ l \cos h_{1,2}^- l - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^+} + \frac{Z_{1,2}}{Z_{1,2}^-} \right) \sin h_{1,2}^+ l \sin h_{1,2}^- l,$$

$Z_{1,2} = \frac{4\pi}{c} \frac{h_{1,2}}{k}$ — импедансы мод в регулярной части волновода.

Вне полос загираия мод, когда коэффициенты отражения близки к нулю, коэффициент преобразования выражается через элементы матрицы G следующим образом.

$$K_{\text{пр}} = (Z_2/Z_1) (G_{41} G_{32} + G_{42} G_{31}). \quad (4)$$

Соотношения (1)–(4) определяют геометрические размеры и частотные характеристики преобразователя.

2. Как уже отмечалось, важно выбрать размеры волновода таким образом, чтобы полосы частот преобразования и загираия мод не перекрывались. Анализ соотношений (1)–(4) показывает, что применительно к преобразователю моды E_{01} круглого волновода в моду E_{02} ($\mu_1 = 2,405$, $\mu_2 = 5,52$) это условие выполняется в окрестности следующих значений параметров: $d/\lambda = 2,4$, $a/\lambda = 1,06$, $N = 7$, $b/a = 0,03$.

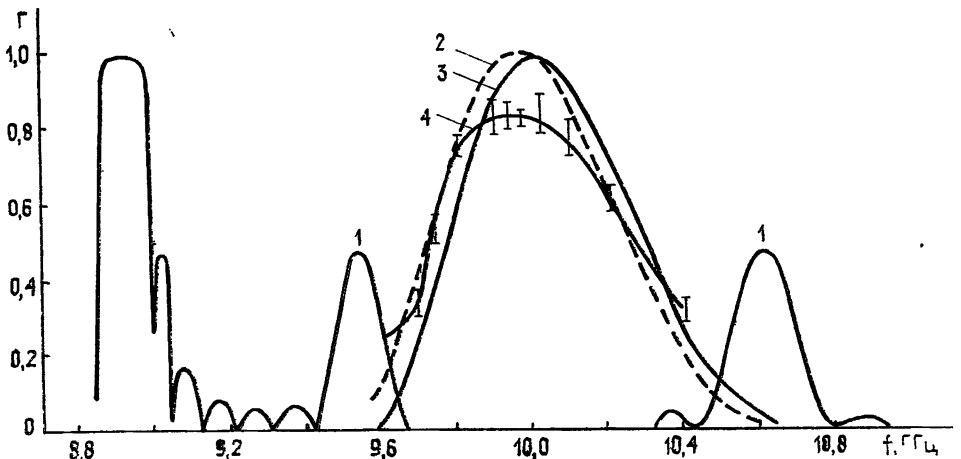


Рис. 1.

Для указанных значений на рис. 1 приведены частотные характеристики преобразователя, работающего на длине волны $\lambda=3$ см: коэффициент отражения волны E_{02} , рассчитанный по формуле (3), — кривая 1 (отражение волны E_{01} в рассматриваемой области частот несущественно); коэффициент преобразования моды E_{01} в E_{02} , рассчитанный в соответствии с результатами работы [1], — кривая 2; значение коэффициента преобразования, определенного численно из соотношения (4), — кривая 3. Как видно из рис. 1, в результате численного расчета уточняется максимальное, отличное от единицы, значение коэффициента преобразования и определяется сдвиг центральной частоты преобразования (из-за отличия постоянных распространения каждой из волн на разных участках гофрированного волновода)

3. Для экспериментального исследования преобразователя с указанными размерами использовался панорамный измеритель КСВ: схема эксперимента приведена на рис. 2. Мода E_{01} круглого волновода возбуждается с помощью коаксиально-волноводного перехода 1. В соответствии с методикой измерений работы [4] в качестве нагрузки для исследуемого волновода 2 используется отрезок круглого волновода с втулкой 3. Размеры втулки таковы, что мода E_{02} отражается от нее полностью, а мода E_{01} излучается в свободное пространство (нагрузка согласована). В рассматриваемой ситуации двухмодовый волновод представляет собой четырехполюсник, коэффициент отражения от которого выражается через элементы матрицы рассеяния

$$\Gamma = \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}} = S_{11} + \frac{|S_{12}|^2}{e^{i\alpha} - S_{22}}, \quad (5)$$

где значение фазы α определяется положением втулки по отношению к неподвижному отрезку волновода. При согласованной для моды E_{02} нагрузке (в отсутствие втулки) измеряется модуль коэффициента отражения $|\Gamma_0| = |S_{11}|$ и фиксируется фаза волны в линии. По величине коэффициента отражения $|\Gamma|$ и сдвигу фазы ψ при различных положениях втулки определяется коэффициент преобразования, как следует из (5), равный

$$K_{\text{пр}} = |S_{12}|^2 = 2\xi_{\text{min}}(1 + \xi_{\text{min}}/\xi_{\text{max}})^{-1},$$

$$\xi = (|\Gamma|^2 + |\Gamma_0|^2 - 2|\Gamma||\Gamma_0|\cos\psi)^{1/2}.$$

Результаты измерений приведены на рис. 1 (кривая 4): в полосе частот 9,85—10,05 ГГц коэффициент преобразования моды E_{01} в E_{02} составляет 0,80—0,83. Полоса преобразования мод по уровню 0,8 равна 2%.

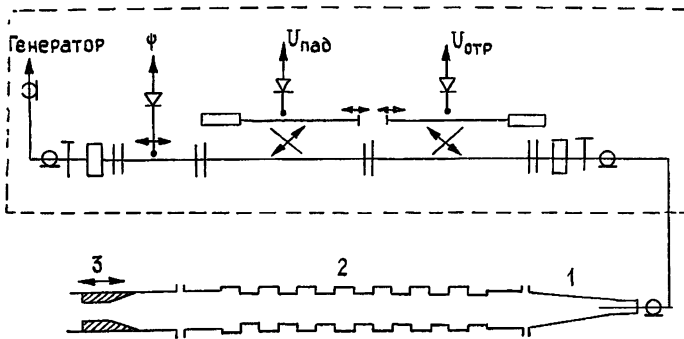


Рис. 2 1 — коаксиально-волноводный возбуждатель моды E_{01} ; 2 — преобразователь моды E_{01} в моду E_{02} ; 3 — отрезок круглого волновода с втулкой.

4. Как видно из результатов, коэффициент преобразования в гофрированном волноводе достаточно высок, однако полоса преобразования узкая. Путем увеличения глубины прямоугольной гофрировки и соответственно уменьшения длины гофрированного участка невозможно (из-за существенных отражений) расширить полосу преобразования. С целью улучшения этой характеристики необходимо рассматривать разработанным методом преобразование мод в волноводе с переменными по длине амплитудой или периодом гофрировки. Одновременно с этим необходимо решать задачу оптимизации параметров преобразователя по величине коэффициента отражения.

Автор выражает благодарность С. Н. Власову и Н. Ф. Ковалеву за полезные дискуссии в ходе работы, а также М. И. Петелину за обсуждение ее результатов.

1. Ковалев Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 783.
2. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. — М.: ИЛ, 1959.
3. Каценеленбаум Б. З. Теория негергулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. — М.: Изд АН СССР, 1961.
4. Власов С. Н., Орлова И. М., Петелин М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 12, с. 1913

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
9 августа 1984 г.

УДК 533.951,539.293

СТАБИЛИЗАЦИЯ ДРЕЙФОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЕ

С. И. Ханкина

В тонкой полупроводниковой пластине, помещенной в вакуум, в присутствии постоянного электрического поля, направленного вдоль границы раздела сред, существуют поверхностные дрейфовые колебания с законом дисперсии*

$$\omega - k_x v_0 = -2\pi i \sigma_{\text{днф}} k_x l - i k_x^2 D, \quad (1)$$

где ω — частота, k_x — проекция волнового вектора на ось Ox , $\omega > 0$, $k_x > 0$, $D = v_T^2 v^{-1}$, v_T — тепловая скорость электронов, v — их эффективная частота соударений. Рассматривается низкочастотная область $\omega \ll v$. Система координат выбрана таким образом, что полупроводниковая пластина имеет конечную толщину l вдоль оси Oy , которая направлена по нормали к поверхности раздела сред. При этом толщина пластины меньше длины волны $k_x l \ll 1$. В направлениях x и z размеры пластины не ограничены. Постоянное электрическое поле E_0 параллельно оси Ox , и под его воздействием электроны дрейфуют с постоянной скоростью $v_0 = \mu(E_0)E_0$, где μ — подвижность носителей. В формуле (1) $\sigma_{\text{днф}}$ — дифференциальная проводимость, обусловленная зависимостью подвижности от электрического поля $\sigma_{\text{днф}} = e n_0 d(\mu E_x)/dE_x|_{E_x=E_0}$ (e — заряд, n_0 — равновесное значение концентрации электронов). Области $y > l$ и $y < 0$ заполнены вакуумом.

Дисперсионное соотношение (1) следует в линейном приближении из системы уравнений

$$\text{div } \epsilon_0 \mathbf{E} = 4\pi e(N - n_0), \quad \text{rot } \mathbf{E} = 0; \quad (2)$$

$$\partial N / \partial t + \text{div}(\mathbf{j}/e) = 0, \quad \mathbf{j} = eN\mu(E)\mathbf{E} - eD\nabla N, \quad (3)$$

N — концентрация электронов, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная решетки полупроводника, \mathbf{E} — электрическое поле ($E_x = E_0 + E'_x$) $|E'_x| \ll E_0$. При $y > l$ и $y < 0$ полагаем $\epsilon_0 = 1$, $N = n_0 = 0$.

Характеристические уравнения в полупроводнике имеют вид

$$k_{y1}^2 = -k_x^2 [\epsilon_0 (\omega - k_x v_0) + 4\pi i \sigma_{\text{днф}}] [\epsilon_0 (\omega - k_x v_0) + 4\pi i \sigma]^{-1}, \quad (4)$$

$$k_{y2}^2 = (i v \epsilon_0^{-1} v_T^{-2}) [\epsilon_0 (\omega - k_x v_0) + 4\pi i \sigma].$$

В качестве граничных условий выбрана непрерывность тангенциальных составляющих электрического поля и нормальной составляющей вектора электрической индукции на плоскостях $y=0$, $y=l$. Кроме того, предполагалось, что на границах с вакуумом нормальная компонента тока в полупроводнике исчезает. Воспользовавшись тем, что при $y = \pm \infty$ выполняются условия излучения и в вакууме $k_y^2 + k_x^2 = 0$, граничные условия можно переписать таким образом, что в них входят величины, характеризующие только полупроводник:

* Уравнение (1) без учета диффузии получено в [1].