

уровней в этом состоянии составляет 810 МГц и поэтому не «замазывается» в результате доплеровского уширения. Однако для оптической накачки излучением с шириной спектра  $\Delta > 810$  МГц сверхтонкая структура возбужденного состояния (рис. 3, кривая 2) не проявляется.

При увеличении спектральной ширины излучения лазера было замечено смещение частоты  $\nu_1'$  нулевого светового сдвига ( $\Delta f_{от}(\nu_1' - \nu_1^0) = 0$ ) в сторону меньших частот для накачки на переходе  $5^2 S_{1/2} F = 2 - 5^2 P_{1/2}$  порядка 200 МГц, что соответствует данным теоретического расчета. Подобного смещения частоты нулевого светового сдвига для накачки на переходе  $5^2 S_{1/2} F = 1 - 5^2 P_{1/2}$  не наблюдалось в пределах ошибки перестройки частоты лазера ( $\Delta \nu_1 = \pm 30$  МГц). Согласно теоретическому расчету это смещение частоты  $\nu_1'$  приблизительно равно 10 МГц при увеличении спектральной ширины  $\Delta$  со 150 МГц до 1,5 ГГц. Такое не критичное к изменению ширины спектра лазерного излучения поведение частоты  $\nu_1'$  для этого перехода объясняется влиянием нерезонансного светового сдвига уровня энергии  $5^2 S_{1/2} F = 2$ . Наоборот, при настройке частоты лазера на переход  $5^2 S_{1/2} F = 2 - 5^2 P_{1/2}$  нерезонансный сдвиг уровня  $5^2 S_{1/2} F = 1$  является причиной значительного расхождения частот  $\nu_1'$  для различных величин ширины спектра излучения лазера.

Сравнение результатов эксперимента и данных теоретического расчета показывает удовлетворительное согласие. Несоответствие по величине световых сдвигов частоты, по-видимому, объясняется тем, что поглощение лазерного излучения по длине ячейки не учитывалось в расчете. Использование предположения о лоренцевой форме линии излучения полупроводникового лазера несправедливо при уширении его спектра, однако это не привело к качественным отличиям экспериментальных и теоретических результатов.

При использовании атомов  $^{87}\text{Rb}$  для целей стабилизации СВЧ диапазона необходимо учитывать влияние возможных флуктуаций спектра лазерного излучения на положение точки нулевого светового сдвига. Из приведенного экспериментального и теоретического исследований следует, что переход  $5^2 S_{1/2} F = 1 - 5^2 P_{1/2}$  более предпочтителен с этой точки зрения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. / Под ред. Б. П. Фатеева — М.: Сов. радио, 1978.
2. Arditi M., Picque J. L. — Atomic Masses and Fundamental Constants, 1976, 5, p. 396.
3. Lewis L., Feldman M. — Proc. 35<sup>th</sup> Am. Freq. Control Symposium, 1981, p. 612.
4. Будкин Л. А., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 6, с. 1140.
5. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. — М.: Сов радио, 1971.
6. Будкин Л. А., Пененков М. Н., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 6, с. 705.
7. Шабанова Л. Н., Хлюсталов А. Н. — Опт. и спектр., 1984, 56, вып. 2, с. 205.

Поступила в редакцию  
12 июля 1985 г.

УДК 621.396.674.35

#### ИЗЛУЧЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ АНТЕННЫ НА ЦИЛИНДРЕ СО СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

Б. А. Панченко, С. Н. Шабунин, С. Ю. Дайлис

Одной из первых работ, посвященных исследованию характеристик полосковых излучателей, получивших в последнее время распространение, была работа Мунсона [1]. Предложенный в [1] метод расчета кольцевой антенны, лежащей на цилиндре (рис. 1), основан на известной модели излучения двух синфазных щелей. Используемые в работе приближенные выражения для вещественной и мнимой частей сопротивления излучения, полученные для длинных щелей, не позволяют с необходимостью для инженерного приложения точно рассчитать входной импеданс антенны. Метод не учитывает наличие диэлектрического покрытия, соответственно не позволяет исследовать его влияние на характеристики излучателя. Дальнейшим развитием теории антенны Мунсона явилось использование функций Грина коаксиальной структуры [2]. Методом перевала с некоторой степенью приближения определено поле излучения антенны в дальней зоне, однако отсутствуют данные по импедансным свойствам излучателя.

Представляется целесообразным искать решение задачи излучения кольцевой антенны на цилиндре со слоем диэлектрика следующим образом. Сопротивление антенны определяется с помощью билинейного функционала [3]

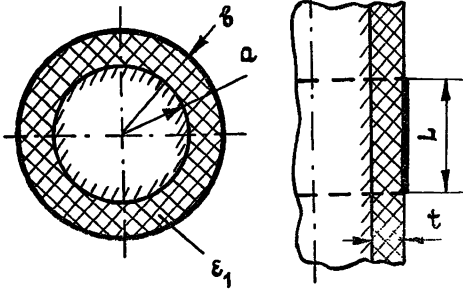


Рис. 1.

$$Z = \iint_{S'} J(\rho) \Gamma_{11}(\rho; \rho') J(\rho') ds' ds, \quad (1)$$

где функция Грина электрического типа  $\Gamma_{11}(\rho; \rho')$  и функции распределения тока для точек источника  $J(\rho')$  и точек наблюдения  $J(\rho)$  интегрируются по поверхности антенны  $S$ . Используя выражение для наиболее простого случая синфазного равноамплитудного возбуждения

$$J(\rho) = \frac{\delta(r-b)}{2\pi b} \cos \frac{\pi}{L} z \quad (2)$$

и выражение для функции Грина области с проводящим цилиндром со слоем диэлектрика [4] и выполнив в (1) интегрирование, получим

$$Z = j \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_1'} \frac{1}{b^2} \int_0^\infty \left[ \frac{2L \cos(L/2) h}{\pi 1 - (Lh/\pi)^2} \right]^2 \frac{dh}{\Delta_E}, \quad (3)$$

где выражение в квадратных скобках связано с видом функции распределения электрического тока по антенне (2). Наличие диэлектрика учитывается в функции  $\Delta_E$  [4]:

$$\Delta_E = \frac{ct_0(x_2 b, x_2 a)}{x_2 b} - \frac{1}{\epsilon_1'} \frac{H_0^{(2)'}(x_1 b)}{x_1 b H_0^{(2)}(x_1 b)},$$

$$ct_0(x_2 b, x_2 a) = \frac{N_0'(x_2 b) J_0(x_2 a) - N_0(x_2 a) J_0'(x_2 b)}{N_0(x_2 b) J_0(x_2 a) - N_0(x_2 a) J_0(x_2 b)}, \quad (4)$$

$$x_1 = \sqrt{k^2 - h^2}, \quad x_2 = \sqrt{\epsilon_1' k^2 - h^2}, \quad k = 2\pi/\lambda_0.$$

В записанных выше выражениях  $J_0$ ,  $N_0$ ,  $H_0^{(2)}$  — цилиндрические функции Бесселя первого, второго и третьего рода. Через параметры  $a$  и  $b$  обозначены радиусы проводящего цилиндра и цилиндра со слоем диэлектрика,  $L$  — длина антенны по оси  $z$ ,  $\epsilon_1'$  — относительная диэлектрическая проницаемость слоя. Нетрудно представить (3) в виде суммы интегралов:

$$Z = \int_0^1 \dots dh + \int_1^{\sqrt{\epsilon_1'}} \dots dh + \int_{\sqrt{\epsilon_1'}}^\infty \dots dh. \quad (5)$$

Вещественная часть первого слагаемого характеризует долю мощности электромагнитного поля, излученного пространственными волнами. На интервале интегрирования второго слагаемого для толщины слоя, представляющей практический интерес, имеется особая точка — полюс подынтегрального выражения. Это связано с возбуждением в структуре поверхностной волны электрического типа, которая не имеет критической частоты. Все три слагаемых дают вклад в реактивную составляющую входного сопротивления.

Входное сопротивление на кромке кольцевой антенны определяется пересчетом сопротивления  $Z$  на край антенны ( $z = \pm L/2$ ) через волновое сопротивление эквивалентной линии:

$$Z_0 = 60t/b \sqrt{\epsilon_1'}.$$

На рис. 2 приведены зависимости входного сопротивления резонансной кольцевой антенны от толщины диэлектрического покрытия для двух значений радиуса цилиндра ( $a/\lambda_0$ ). Здесь же пунктиром показаны зависимости сопротивления, рассчитанные по приближенным формулам [4]. Для ориентировочной оценки резонансной длины кольцевой антенны может быть рекомендована формула  $L_{\text{рез}} \approx \lambda_0/2 \sqrt{\epsilon_1'}$ . Увеличение диэлектрической проницаемости, толщины и радиуса цилиндра вызывает уменьшение величины входного сопротивления антенны. С уменьшением радиуса цилиндра

точность выражений Мунсона существенно снижается. В отличие от плоских полосковых антенн входное сопротивление кольцевых излучателей достаточно мало. Согласование линии питания и антенны достигается параллельным возбуждением ее в нескольких точках. При этом необходимо выполнение условия  $Z_{вх} = \rho/N$ , где  $\rho$  — волновое сопротивление линии питания,  $N$  — число точек возбуждения, которое в свою очередь определяется по формуле

$$N > 2\pi\sqrt{\epsilon'_1} b/\lambda_0,$$

что обеспечивает синфазность возбуждения. Резонансная длина кольцевой антенны с тонким слоем покрытия приближенно равна половине длины волны в диэлектрике. Точное ее значение определяется из (5).

Эффективность работы кольцевой антенны в качестве излучателя пространственных волн определяется с помощью введенного в [3] коэффициента полезного действия:

$$\eta = R_{пр}/(R_{пр} + R_{пов}),$$

где  $R_{пр}$  — сопротивление, обусловленное излучением пространственных волн,  $R_{пов}$  — возбуждение поверхностных волн. Интересно, что для относительно тонких слоев диэлектрика с увеличением радиуса цилиндра эффективность работы кольцевой антенны растет (рис. 3), в то время как для достаточно толстых слоев наблюдается обычная для полосковых антенн картина: увеличение радиуса и, тем самым, увеличение толщины слоя вызывает снижение кпд [3].

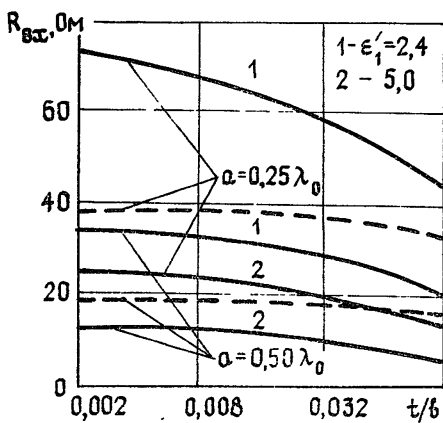


Рис. 2.

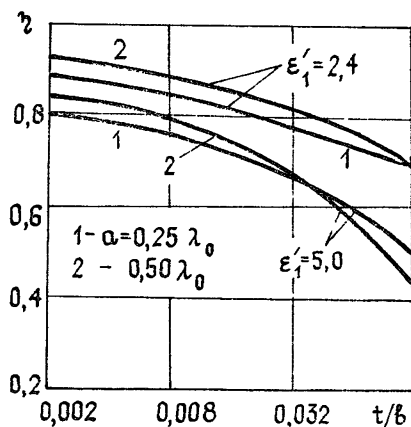


Рис. 3.

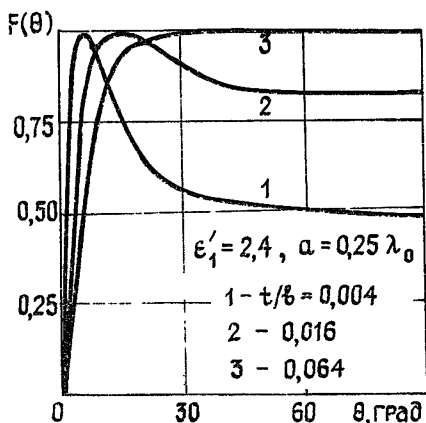


Рис. 4.

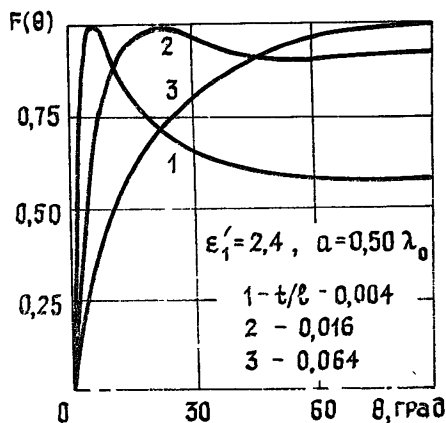


Рис. 5.

Диаграмма направленности пространственных волн кольцевой антенны существенно образом зависит от параметров диэлектрического покрытия цилиндра (рис. 4, 5). Если для тонких слоев диаграмма «разваливается» на два лепестка, лежащих вдоль оси цилиндра, то с увеличением как толщины, так и диэлектрической проницаемости подложки в плоскости вектора  $\mathbf{E}$  формируется один главный лепесток в направлении нормали к поверхности цилиндра. Диаграмма направленности кольцевой антенны приобретает в последнем случае тороидальный вид. Расчет диаграммы направленности велся по формуле

$$|F(\theta)| = \frac{\cos((kL/2)\cos\theta)^2}{1 - ((kL/2)\cos\theta)^2} \times$$

$$\times \left| \epsilon_1' \frac{\sin\theta}{\sqrt{\epsilon_1' - \cos^2\theta}} ct_0(x_2 b, x_2 a) H_0^{(2)}(kb \sin\theta) - H_0^{(2)'}(kb \sin\theta) \right|^{-1}$$

$$x_2 = k \sqrt{\epsilon_1' - \cos^2\theta}$$

Угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ .

Предложенный в работе подход к расчету кольцевой антенны, расположенной на проводящем цилиндре со слоем диэлектрика, с использованием функций Грина соответствующей области позволил провести полное исследование всех полевых, энергетических и импедансных характеристик антенны. Он может быть плодотворно применен для исследования целого ряда других печатных и шелевых излучателей, лежащих на цилиндрической поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Munson R. E. — IEEE Trans., 1974, AP-22, № 1, p. 74.
2. Fonseca S. B., Giargola A. J. — IEEE Trans., 1983, AP-29, № 2, p. 248.
3. Панченко Б. А., Шабунин С. Н. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 6, с. 1132.
4. Попереченко Б. А. — Научн. докл. высш. школы — Радиотехника и электроника, 1958, № 4, с. 46.

Уральский политехнический институт

Поступила в редакцию  
24 июня 1985 г.

УДК 621.385

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПОЛНОГО ПОДАВЛЕНИЯ СИГНАЛА В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК — ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ У ГРАНИЦЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ

А. П. Кузнецов, Н. Н. Кузнецов, С. П. Кузнецов

Эффект полного подавления электромагнитной волны в СВЧ приборах с длительным взаимодействием был обнаружен Р. Компфнером в ЛБВО и получил название срыва Компфнера [1]. В ряде работ (см., например, [2, 3]) предсказывалось существование этого эффекта в случае, когда частота сигнала лежит у границы полосы пропускания электродинамической системы. Совсем недавно срыв Компфнера у границы полосы был обнаружен экспериментально [4]. В настоящей заметке сообщается о том, что у высокочастотной границы полосы пропускания существуют еще

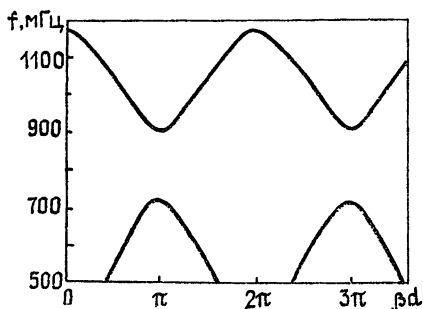


Рис. 1.

четыре типа эффекта подавления, имеющие отличную от срыва Компфнера физическую природу.

Для исследования процессов взаимодействия электронного потока и электромагнитного поля вблизи границы полосы пропускания была использована модельная система, представляющая собой обычную спиральную ЛБВ, на стеклянный баллон которой установлены с определенным периодом металлические кольца. В силу брэгговского переотражения волн от колец дисперсионная характеристика замедляющей системы модифицируется и возникают полосы непропускания (рис. 1). Достаточно большая величина этого эффекта была обеспечена благодаря наличию у каждого кольца емкостного за-

зора, так что кольцо по существу являлось резонатором, собственная частота которого лежала в рабочем диапазоне лампы. Данная модельная система позволяет исследовать особенности различных режимов вблизи границы полосы, в том числе генерацию, усиление и полное подавление сигнала. Достоинством описанной системы является простота, удобный рабочий диапазон частот и воз-