

K-14038
292255

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 163

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Выпуск 7

1 р. 10 к.



Вестн. Харьк. ун-та, 1978, № 163, вып. 7, 1—104+8.

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 163

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

ВЫПУСК 7

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ «ВИЩА ШКОЛА»
1978

УДК 621.3

Радиофизика и электроника, вып. 7. Вестн. Харьк. гос. ун-та. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, 104+9 с.

В вестнике рассмотрены вопросы генерации, дифракции, распространения радиоволн, теории и техники газоразрядных, полупроводниковых и СВЧ приборов, а также задачи биофизики и радиоспектроскопии.

Предназначен для специалистов в области радиофизики и электроники.

Списки лит. в конце статей.

Редакционная коллегия: Н. А. Хижняк (отв. ред.), Л. Д. Степин (отв. секр.), В. Я. Блудов, Н. Н. Горобец, Н. Н. Машталер, В. А. Мисюра, Э. Д. Прохоров, В. М. Седых, О. А. Третьяков.

Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета от 17 февраля 1977 г.

Адрес редакционной коллегии:

310077, Харьков, 77, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 40-14-76

Редакция естественнонаучной литературы

30407-559
В М226(04)-78 без объявл. ✓ 78 © Харьковский государственный университет, 1978



В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
С. Г. ЛЕУС, Л. А. ПИВЕНЬ,
В. Г. СОМОВ, Ю. П. ФЕДОРЕН-
КО, Л. Ф. ЧЕРНОГОР, канд.
физ.-мат. наук

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Нижняя ионосфера ($z \leq 100$ км) является наименее изученной частью верхних слоев атмосферы Земли. Еще в большей степени это относится к высокоширотной нижней ионосфере. Последняя характеризуется наличием высыпания частиц, полярных сияний, блэкаутов, повышенным поглощением радиоволн и др. Кроме того, полярная ионосфера по сравнению со среднеширотной смещена по высоте. Так, например, заметная ионизация существует уже на высоте $z \sim 30$ км, а максимум ионизации часто расположен на высотах среднеширотной E -области [1—4]. По этой причине электронная плотность N на 1—2 порядка больше, чем в нижней ионосфере на средних широтах (СП). Это приводит к ряду особенностей, которые будут рассмотрены ниже.

Исходные уравнения. Химия нижней ионосферы исключительно сложна. Здесь, видимо, большую роль играют тяжелые комплексные ионы (кластеры); в частности, имеет место фотоотлипание заряженных частиц (не обязательно электронов).

Согласно [5], рассмотрим упрощенные уравнения, пригодные в радиофизических исследованиях, где под скоростью реакций понимается их эффективное значение (например, эффективные коэффициенты рекомбинации, прилипания).

На высотах $z \leq 60—70$ км с учетом кинетики ионов исходные уравнения имеют вид

$$\frac{dN}{dt} \approx q + \rho N^- N_m - \beta N N_{O_2}^2 + IN^-, \quad (1)$$

$$\frac{dN^-}{dt} \approx \beta N N_{O_2}^2 - \rho N^- N_m - IN^-, \quad (2)$$

$$\frac{dN^+}{dt} \approx q - \alpha_i N^- N^+, \quad (3)$$

где N^+ , N^- , N_m и N_{O_2} — плотности положительных и отрицательных ионов, нейтралов и молекулярного кислорода; q , ρ , I , β и α_i — скорости образования электронов, отлипания, фотоотлипания, прилипания (при тройных соударениях) и ионной рекомбинации. Поскольку при $z \leq 60—70$ км $\lambda_i = \frac{N^-}{N} \gg 1$, то при

возмущении нижней ионосферы мощными радиоволнами изменяется только N вследствие зависимости β от температуры электронов T_e , а $N^- \approx N^+ \approx \text{const}$. Тогда (1) перепишем в виде

$$\frac{dN}{dt} = \beta_{r0} N_0 - \beta_r(T_e) N, \quad \beta_{r0} N_0 = q + \rho N - N_m + IN^-, \quad (4)$$

где $\beta_r = \beta N_{0s}^2$; $\beta_{r0} = \beta_0 N_{0s}^2$ (здесь и далее индекс «0» означает параметры невозмущенной среды); $\beta(T_e) \approx \beta(T_{em}) - \beta_1(T_e - T_{em})^2$; $T_{em} \approx 10^3$ К; $\beta(T_{em}) \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$; $\beta_1 \approx 10^{-35} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \times \times \text{град}^{-2}$ [6]. Из (4) следует, что время становления электронной плотности $t_N = \frac{1}{\beta_{r0}} \geq 10^{-5} \text{ с}$ (таблица). Значит, N на малых высотах ($z \sim 30-50 \text{ км}$) может измениться при работе импульсных установок [4].

Другой особенностью являются значительные $N^\pm$ при $z \sim 30 \text{ км}$. Действительно, из (2) имеем при $\frac{dN^-}{dt} \approx 0$

$$\lambda_i = \frac{\beta N_{0s}^2}{1 + \rho N_m}, \quad I \approx 0,44 \text{ с}^{-1}.$$

Тогда на высоте $z \sim 60 \text{ км}$ $\lambda_i \sim 10^2$, а на $z \sim 30 \text{ км}$ $\lambda \sim 10^4 - 10^5$ для $\rho \leq 10^{-17} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Отношение масс $m/M^\pm \sim N/N^\pm$, т. е. на самых малых высотах в формулах магнитоионной теории необходимо учитывать движение ионов даже для высокочастотных радиоволн ($f \geq 1 \text{ МГц}$).

Третья особенность связана с очень незначительным (вследствие больших эффективных частот соударений ν_0) поглощением радиоволн всех диапазонов на высотах $z \sim 30-50 \text{ км}$, где $N_0 \sim 1-10^2 \text{ см}^{-3}$ и большим по сравнению со СШ на 1-2 порядка поглощением при $z \sim 50-100 \text{ км}$.

Исходя из сказанного, рассмотрим некоторые особенности применения радиофизических методов для исследования нижней ионосферы на высоких широтах (ВШ).

Метод некогерентного рассеяния (НР). Не рассматривая известные трудности использования метода НР (прием на боковые лепестки диаграммы направленности антенны сигнала, когерентно рассеянного на полярных сияниях; необходимость учета токов и влияния вторичных частиц; нестационарность ионосферы и др.), остановимся на следующем.

Поскольку в полярной ионосфере возможно существование заметной ионизации при $z \sim 30 \text{ км}$, то эффективная импульсная мощность PG установок НР, при которой начинают проявляться нелинейные эффекты, примерно в 4-5 раз меньше, чем на СШ при прочих равных условиях. Нелинейные эффекты становятся существенными при

$$PG \geq k_0 f^2, \quad (5)$$

где $[PG] — Мвт$, $[f] — Мгц$, фактор $k_0 \approx 1$ на СШ; $k_0 \approx 1/4$ на ВШ. Если длительность импульса установки НР $\tau < t_T$ (t_T — время

становления T_e), то k_0 необходимо заменить на $k = k_0 \frac{t_T}{\tau}$.

При наличии интегрального [7] нагрева $k = k_0 T / \tau$ (T — период следования импульсов). В случае наклонного зондирования k увеличивается в $(R/z)^2$ раз, где R — расстояние вдоль луча.

В таблице приведены результаты расчета возмущений среды установки НР, подобной устройству в Тромсё ($P = 5$ Мвт, $G = 2 \cdot 10^4$, $f = 224$ Мгц, $\tau = 10^{-4}$ с, $T = 0,02$ с), и параметры модели среды. Профиль $N_0(z)$, соответствующий спокойной дневной полярной ионосфере, взят из [4]. При расчетах предполагали, что $T_{e0} = 300$ К, $\nu = \nu_0 \theta^{5/6}$, а относительную долю энергии, теряемую электроном при одном соударении, аппроксимировали по данным (8) зависимостью

$$\delta(T_e) \approx \delta_0 \left(\frac{1}{\theta} + 0,01 \theta \right); \quad \delta_0 = 5 \cdot 10^{-3}, \quad \theta = T_e / T_{e0}. \quad (6)$$

Учет интегрального возмущения N произведен аналогично [7].

$z, км$	30	40	50	60	70	80	90	100
$N_0, см^{-3}$	1	25	$2 \cdot 10^2$	10^3	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	10^5
$\nu_0, с^{-1}$	$2,3 \cdot 10^9$	$5,8 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^6$	$7,6 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$
$N_m, см^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{17}$	$8,1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{13}$	10^{13}
$N_{02}, см^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{16}$	$1,1 \cdot 10^{16}$	$3,2 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	$4,5 \cdot 10^{12}$
$\frac{T_e - T_{e0}}{T_{e0}}, \%$	160	500	260	130	70	25	10	2
$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}, \%$	120	350	190	100	55	21	8	2
$\frac{N - N_0}{N_0}, \%$	-52	-28	-3	0	0,1	0,05	0	0

Таким образом, возмущение параметров среды существенно. Оно примерно в три раза меньше и для второй системы НР в Тромсё ($P = 5$ Мвт, $G = 10^5$; $f = 933$ Мгц).

В [9] показано, что при использовании установок НР повышенной мощности теория НР применима на высотах $z \geq 80$ — 100 км для длин волн $\lambda \sim 0,3$ — 6 м. Полярная ионосфера — подходящий объект для проверки этого. Действительно, метод НР позволяет зафиксировать наименьшее $N_0 \sim 10^3$ см $^{-3}$, что соответствует $z \sim 60$ км. Тогда в диапазоне высот $z \sim 60$ — 80 км возможна проверка существующей теории НР. Для этого целесообразно выполнить измерения при различных P и установить нелинейную зависимость, например, рассеянной мощности P_s от P . Влияние нелинейных эффектов на P_s может затухать наличием когерентной составляющей, которая весьма интенсивна

при $z \leq 80$ км. Оказывается, что нелинейные эффекты позволяют разделить вклад в P_s когерентной составляющей P_{sk} и некогерентной P_{sh} : $P_s = P_{sk} + P_{sh}$. Вводя показатель нелинейности $S_{k,h} = P_{sk,sh} / P_{sko,sho}$ и $s = P_s / P_{so}$, где $P_{so}, P_{sko,sho}$ — рассеянная мощность, при условии, что нелинейные эффекты были пренебрежимо малыми, получим

$$S = \frac{P_{sko}}{P_{sko} + P_{sho}} S_k + \frac{P_{sho}}{P_{sko} + P_{sho}} S_h.$$

Поскольку S_k и S_h по-разному зависят от P , так как они описывают рассеяние различной природы, то, измеряя $S(P)$ и зная из теории $S_k(P)$ и $S_h(P)$, можно количественно оценить вклад когерентной составляющей в P_s .

Метод кросс-модуляции (КМ). Исследование полярной ионосферы методом КМ проводилось на Аляске [10 — 12, 4] и в окрестности Тромсё [13, 14]. Уже эти эксперименты показали, что параметры установок КМ, предназначенных для исследования на ВШ, могут существенно отличаться от тех, которые применяются на СШ. Для правильного выбора параметров рассчитывали коэффициенты амплитудной μ_A и фазовой μ_ϕ КМ первого, второго и третьего родов для частот греющего f_1 и зондирующего f_2 передатчиков от 1 до 20 МГц, эффективной мощности греющей установки $P_1 G_1 = 0,1 \div 10^2$ Мвт для невозмущенного профиля $N_0(z)$ (таблица) и возмущенного (для условий поглощения типа блэкаут [14]) с учетом возмущения N при $z \leq 40$ км. В отличие от [4] учитывалось самовоздействие волн, конечная протяженность обоих импульсов в пространстве и зависимость $\delta = \delta(T_e)$ (см. (6)), а также «обрезание» области взаимодействия на границе ионосферы.

Заметим, что в [4] сделан вывод о необходимости создания новой теории КМ. Наши расчеты показали, что требования [4] к новой теории могут быть удовлетворены в рамках существующей, если учесть возмущение N и зависимость $\delta(T_e)$. При этом μ_A в несколько раз больше, чем ожидалось ранее [10, 11].

В спокойных условиях, используя типичные среднеширотные установки $\mu_{A,\text{ср}} = 10^{-4}$, $f_{1,2} \sim 2 - 3$ МГц; $P_1 G_1 \sim 0,1 - 1$ Мвт, можно измерять μ_A при $z \geq 55 - 60$ км, а μ_ϕ при $z \geq 60 - 65$ км. Из-за повышенного по сравнению со СШ на 1—2 порядка поглощения сверху измерения ограничены $z \sim 70 - 75$ км. Если к тому же учесть, что при $z \sim 65 - 70$ км $\mu_A \approx 0$, то становится ясно, что диапазон исследуемых высот составляет $\sim 10 - 15$ км. Это резко снижает возможность метода. Увеличение f_1 и f_2 до 10—20 МГц позволяет производить измерения до 90—100 км так как при этом поглощение радиоволн на высотах 55—100 км уменьшится на 1—2 порядка. Для дальнейшего расширения диапазона высот целесообразно увеличить $P_1 G_1$ до 10—10² Мвт.

Тогда при той же $\mu_{A,\phi_{\min}} = 10^{-4}$ измерения могут быть выполнены, начиная с $z \geq 45 - 50$ км для μ_A и $z \geq 50 - 55$ км для μ_ϕ .

При исследовании возмущенной ионосферы можно дополнительно рекомендовать увеличение эффективной мощности зондирующего передатчика до $0,1 - 1$ Мвт и использование космических шумов вместо зондирующей волны, что имеет свои преимущества [15]: 1) космические шумы удастся зарегистрировать даже при сравнительно сильном поглощении, так как они только один раз проходят через поглощающую область и значение f_z может быть увеличено до $20 - 50$ Мгц и более; 2) установка КМ упрощается (не нужен зондирующий передатчик); 3) используя ряд идентичных каналов регистрации и стробируя одновременно приемник с разными задержками, получим $\mu_{A,\phi}$ для нескольких высот (или даже весь профиль $\mu_{A,\phi}$) и вычислим пространственную корреляцию коэффициентов КМ, что само по себе важно для изучения нестационарности в ионосфере.

Добавим также, что в условиях возмущенной ионосферы, когда на малых высотах образуется повышенная ионизация (при $z \sim 20 - 30$ км, $N \sim 10^3$ см $^{-3}$ [4]), возможно измерение КМ, начиная с $z \sim 20 - 30$ км.

Метод частичных отражений (ЧО). Изучение нижней ионосферы на ВШ методом ЧО проводится за рубежом [16] и в СССР [17].

При применении на ВШ типичных для СШ параметров установок ($f \sim 2 - 3$ Мгц, $PG \sim 0,1 - 1$ Мвт) в условиях спокойной ионосферы методика дифференциального поглощения применима при $z_{\min} \geq 60$ км. Ниже $z_{\min}$ из-за больших значений ν_0 дифференциальное поглощение пренебрежимо мало. Как показали оценки в рамках классической теории ЧО, выполненные по данным таблицы, методика дифференциальной фазы применима при $z_{\min} \geq 40 - 45$ км (при наличии, естественно, неоднородностей, приводящих к рассеянию), если только $N_0|_{z=40 \text{ км}} \geq 10 - 10^2$ см $^{-3}$. Сверху исследуемая высота ограничена $z_{\max} \sim 75$ км, что обусловлено значительным поглощением радиоволны (особенно необыкновенной) и декорреляцией рассеивающих объемов магнитоионных компонент по высоте при $z \geq z_{\max}$. Методика дифференциальной фазы теряет однозначность уже при $z \geq 60 - 65$ км. Таким образом, названные методики дополняют друг друга по высоте.

Диапазон исследуемых высот можно расширить, если увеличить f до $10 - 15$ Мгц и PG до $10 - 10^2$ Мвт. Тогда методика дифференциального поглощения станет применимой при $z \geq 50 - 55$ км. Правда, при этом дифференциальное поглощение для 0- и Н-компонент будет незначительным. Поэтому имеет смысл использовать 0-волну на двух близких частотах [18].

Заметим, что условие применимости линейной теории ЧО такое же, как на СШ и дается формулой (5) с $k_0 \sim 1$. Поэтому при $PG \sim 10 - 10^2$ Мвт и $f \sim 10 - 15$ Мгц нелинейные эффекты не существенны.

Экспериментальные результаты. В феврале — марте 1974 г. Харьковским государственным университетом исследовалась нижняя ионосфера на ВШ (район г. Мурманска) методами ЧО и вертикального зондирования. Как при проведении эксперимента,

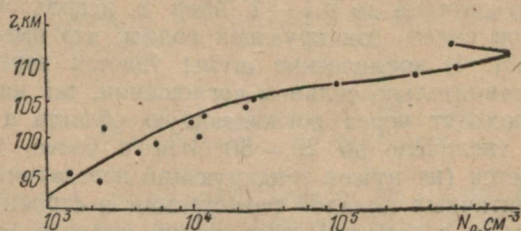


Рис. 1. Высотный профиль электронной концентрации N , полученный в районе г. Мурманска 21.03. 1974 г. в 16.48.

так и при обработке и интерпретации данных возникли определенные трудности, связанные с особенностями полярной ионосферы. В [17] отмечалось, что в утреннее время часто регистрировались интенсивные отражения от высот $z \sim 35-45$ км, что было на границе восстановления чувствительности приемника. Кроме того, одновременно регистрировались отражения практически одинаковой амплитуды в диапазоне $z \sim 45-150$ км, что затрудняло выбор высотного диапазона при фоторегистрации и т. д. Поскольку в эксперименте по ЧО применялась диапазонная по частоте (1—6 МГц) аппаратура [19], был замечен интересный факт, заключающийся в том, что ЧО сигнал наблюдался не на всех частотах. Иначе, наблюдалась своего рода частотная зависимость интенсивности ЧО сигнала. Отметим, что в аналогичных экспериментах на СШ с использованием этой же аппаратуры данный эффект не наблюдался. Последний, очевидно, связан с особенностями неоднородной структуры ионосферы на ВШ.

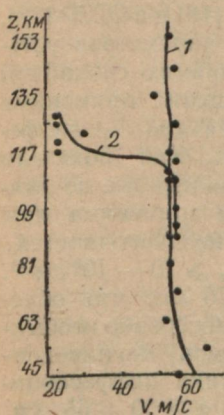


Рис. 2. Высотные профили скорости ветра «замороженных» неоднородностей. Эксперимент проводился в районе г. Мурманска: 1 — 22.03 1974 г. в 18.06, 2 — 21.03 1974 г. в 16.48.

Названные особенности должны учитываться при разработке аппаратуры, предназначенной для проведения исследований на ВШ, а также при составлении программ экспериментов.

В заключение приведем профиль N_0 , полученный методом ЧО по классической методике дифференциального поглощения (рис. 1). На всех высотах значения N_0 боль-

ше, чем на СШ. На рис. 2 приведены высотные профили скорости ветра v «замороженных» мелкомасштабных неоднородностей, полученные в результате обработки измерений для обыкновенной компоненты волны. При вычислении v использовалась известная методика [20], основанная на получении интервалов корреляции флуктуаций ЧО сигналов.

Авторы благодарны Е. И. Басманову за помощь в измерениях, О. Н. Бортовой и А. Г. Михайленко за проведение вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере. М., «Мир», 1964. 502 с.
2. Данилов А. Д. Химия ионосферы. Л., «Гидрометиздат», 1967. 181 с.
3. Распределение электронов в верхней атмосфере. М., «Мир», 1969. 518 с.
4. Benson R. F. A discussion of the theory of ionospheric cross modulation.— «Radio Sci», 1964, vol. 68D, N 10, p. 1109 — 1122. См также p. 1123 — 1126.
5. Иванов-Холодный Г. С. О современных проблемах теории образования ионосферы.— В кн.: Всесоюзная конференция по физике ионосферы. Тезисы докладов. Ашхабад, 1976, ч. II, с. 3 — 8.
6. Chanin I. M., Phelps A. V., Biondi M. A. Measurement of the attachment of slow electrons in oxygen.— Phys. Rev. Lett., 1959, vol. 2, N 8, p. 344 — 346.
7. Черногор Л. Ф. Влияние интегрального возмущения среды на точность радиофизических методов исследования ионосферы.— В кн.: Всесоюзная конференция по физике ионосферы. Тезисы докладов. Ашхабад, 1976, ч. I, с. 20.
8. Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С. Кинетика электронов в низкотемпературной молекулярной плазме (ионосфере).— ЖЭТФ, 1975, т. 69, вып. 5, с. 1640 — 1653.
9. Черногор Л. Ф. О возможности применения радиолокаторов повышенной мощности для исследования нижней ионосферы и ее динамики методом некогерентного рассеяния.— В кн.: Физика ионосферы., М., «Наука», 1976, с. 48 — 49.
10. Rumi G. C. Preliminary results of experiment Luxembourg.— «J. Atmos. Terr. Phys.», 1961, vol. 23, p. 101 — 105.
11. Rumi G. C. Experiment Luxembourg: Gross modulation at high latitude, low height. Part: Theoretical aspects.— «IRE Trans. Ant. Prop.», 1962, vol. AP — 10, p. 594 — 600.
12. Rumi G. C. Experiment Luxembourg: Gross modulation at high latitude, low height. Part II: Experimental aspects.— «IRE Trans. Ant. Prop.», 1962, vol. AP — 10, p. 601 — 607.
13. Баррингтон Р., Ландмарк Б., Трейн И. Распределение электронной концентрации с высотой в области D по наблюдениям ионосферной кроссмодуляции.— В кн.: Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере. М., «Мир», 1964, с. 21 — 39.
14. Холт О., Ландмарк Б., Лид Ф. Наблюдение электронной концентрации в области D в условиях полярного поглощения типа блэкаута.— В кн.: Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере. М., «Мир», 1964, с. 52 — 67.
15. Benson R. F. Gross modulation of cosmic noise.— «J. Geophys. Res.», 1962, vol. 67, N 6, p. 2569 — 2572.
16. Белроуз Дж. С., Бодэ Л. Р., Хьюитт Л. В. Предварительные результаты исследования дневных и сезонных вариаций электронной концентрации над Резолют — Бей, полученные методом частичных отражений.— В кн.: Распределение электронов в верхней атмосфере. М., «Мир», 1969, с. 49 — 61.

17. Комплексные исследования распространения радиоволн от космических излучателей в околоземной плазме на высоких и средних широтах. — В кн.: XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, Тезисы докладов. Казань; 1975, т. 1, с. 164 — 168. Авт.: В. А. Мисюра, В. А. Поднос, И. И. Капанин и др.
- 18, Федоренко Ю. П., Пивень Л. А. Использование регистраций обыкновенной компоненты частично отраженных сигналов на двух близких частотах для изучения параметров нижней ионосферы. — В кн.: Всесоюзная конференция по физике ионосферы. Тезисы докладов. Ашхабад, 1976, т. 1, с. 24.
- 19, Техника, методика и результаты комплексных исследований нижней ионосферы. — «Косм. исслед. на Украине», 1974, вып. 4, с. 63 — 67. Авт.: В. А. Мисюра, И. С. Шлюгер, Ю. К. Часовитин и др.
- 20, О применимости метода обратного рассеяния радиоволн для изучения неоднородностей ионизации и их движений в области D ионосферы. — «Геомагн. аэронавиг.», 1974, т. 14, № 4, с. 645 — 650. Авт.: Е. А. Бенедиктов, Л. В. Гришкевич, В. А. Иванов, Ю. А. Игнатъев.

УДК 550.388

Л. Ф. ЧЕРНОГОР, канд. физ.-мат. наук

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ МОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ¹

При рассмотрении возмущения ионосферы импульсными установками обычно считается, что за время Δt между двумя соседними импульсами среда успевает вернуться в исходное невозмущенное состояние (см., например, [1—4]). Это справедливо, если Δt значительно превосходит времена релаксации t_T , t_N температуры T_e и плотности N электронов. Представляет интерес также ситуация, когда $\Delta t \leq t_T$ или $\Delta t \leq t_N$. При $\Delta t \leq t_T$ имеет место интегральное возмущение T_e и N на высотах $z \geq 120$ км для периода следования импульсов $T \sim 0,01$ с [5]. Когда же $t_T \ll \Delta t \ll t_N$, то ожидается лишь интегральное возмущение N . Эта ситуация обычно реализуется на высотах $z \leq 100$ км при работе импульсных установок некогерентного рассеяния, частичных отражений, кросс-модуляции, для которых $\Delta t \sim 0,01$ с, а $t_N \sim 0,1$ — 1 с ($z \leq 70$ км) или $t_N \sim 10^3$ с ($z \geq 70$ км) [2].

Интегральное возмущение нижней ионосферы рассматривалось в [6], где получены оценки стационарного возмущения N . Ниже, как развитие [5], изучается нестационарный процесс возмущения N и T_e и исследована зависимость возмущений от мощности радиоволны. Предполагается, что изменение N обусловлено зависимостью скоростей реакций от T_e .

¹ Основные результаты работы доложены на Всесоюзной конференции по физике ионосферы, Ашхабад, 1976 (см. кратко «Тезисы докладов», часть I, с. 20).

Интегральное возмущение температуры. Изменение T_e во времени при воздействии n -го импульса описывается уравнением баланса [2]:

$$\frac{dT_e}{dt} + \delta(T_e) \nu(T_e) (T_e - T_{e0}) = \frac{E^2}{E_p^2} p^2 \delta_0 \nu T_{e0} \Omega, \quad (1)$$

$$\Omega = \frac{\omega^2 + \nu_0^2}{(\omega \pm \omega_L)^2 + \nu^2}, \quad T_{e|t=0} = T_e^{(n-1, n)}.$$

где δ , ν и T_e — относительная доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей, эффективная частота соударений электронов и эффективная температура электронов в возмущенной ионосфере; δ_0 , ν_0 и T_{e0} то же в невозмущенной среде, E , ω и P — напряженность поля, частота и коэффициент самовоздействия греющей волны; $T_e^{(n-1, n)}$ — температура T_e в момент включения n -го импульса, ω_L — продольная составляющая гирочастоты электронов.

Охлаждение электронов между $(n-1)$ и n импульсами описывается соотношением

$$\frac{dT_e}{dt} + \delta(T_e) \gamma(T_e) (T_e - T_{e0}) = 0, \quad (2)$$

$T_{e|t=0} = T_e^{(n-1)}$ — температура в конце $(n-1)$ импульса.

Соотношения (1), (2) не учитывают теплопроводности электронов, которой можно пренебречь при ширине диаграммы направленности антенны $\Delta\alpha \geq 5^\circ$ [1, 4, 5]. Из (1), (2) видно, что времена становления и релаксации температуры электронов t_{Tc} и t_T могут зависеть от T_e , т. е. они меняются от импульса к импульсу. Поэтому введем t_{Tc} , t_T , соответствующие некоторой средней T_e и линеаризуем (1), (2). Это не приводит к большим ошибкам при умеренном нагреве электронов, т. е. при $(T_{e\infty} - T_{e0})/T_{e0} \leq 1$ ($T_{e\infty}$ — стационарное значение T_e). Из (1), (2) получаем в конце n -го импульса длительностью τ [5]

$$T_e^{(n)} = T_{e0} + (T_{e\infty} - T_{e0}) \left(1 - e^{-n \frac{T-\tau}{t_T} - n \frac{\tau}{t_{Tc}}} \right);$$

$$T_{e\infty}^{(n)} = T_{e0} + (T_{e\infty} - T_{e0}) \left(\frac{1 - e^{-\frac{\tau}{t_c}}}{1 - e^{-\frac{T-\tau}{t_T} - \frac{\tau}{t_{Tc}}}} \right). \quad (3)$$

Если $\tau \ll t_{Tc}$ и $T \ll t_T$, то при $n \rightarrow \infty$

$$T_{e\infty}^{(n)} \approx T_{e0} + (T_{e\infty} - T_{e0}) \frac{\frac{\tau}{t_{Tc}}}{\frac{T-\tau}{t_T} + \frac{\tau}{t_{Tc}}}.$$

Обычно $\frac{T}{t_T} \gg \frac{\tau}{t_{Tc}} - \frac{\tau}{t_T}$ и

$$T_{e\infty}^{(n)} \approx T_{eo} + (T_{e\infty} - T_{eo}) \frac{\tau}{T} \frac{t_T}{t_{Tc}}.$$

Поскольку возможна ситуация, когда $t_T \gg t_{Tc}$ [3], то возмущение T_e увеличивается в t_T/t_{Tc} раз, что эквивалентно увеличению средней мощности передатчика P_{cp} . Видимо, $t_T \geq t_{Tc}$ днем при $z \leq 150$ км и ночью при $z \leq 250$ км. На больших высотах $t_T \leq t_{Tc}$. Когда $E^2 \tau / T \leq E_p^2$, обычно $t_{Tc} \approx t_T$ и

$$\frac{T_{e\infty}^{(n)}}{T_{eo}} - 1 = \frac{E^2 \tau}{E_p^2 T} \sim P_{cp}.$$

Таким образом, интегральное возмущение $T_e \sim P_{cp}$.

Среднее возмущение температуры. Рассмотрим случай $t_T \ll \Delta t \leq t_N$. Получим среднее значение T_e в результате воздействия импульса, когда интегральный нагрев отсутствует. При умеренном нагреве возмущение и релаксация T_e описываются примерно экспоненциальными зависимостями

$$T_e(t) = \begin{cases} T_{e\infty} + (T_{eo} - T_{e\infty}) e^{-\frac{t}{t_{Tc}}} & 0 \leq t \leq \tau, \\ T_{eo} + (T_{em} - T_{eo}) e^{-\frac{t-\tau}{t_T}} & t > \tau, \end{cases}$$

где $T_{em} = T_{e\infty} + (T_{eo} - T_{e\infty}) e^{-\tau/t_{Tc}}$.

Пренебрегая остаточным возмущением при $t > t_T$, получим, что возмущение T_e существенно в течение времени $\tau_1 = \tau + t_T$. Среднее значение T_e при этом равно

$$\begin{aligned} \bar{T}_e = \frac{1}{\tau + t_T} \int_0^{\tau + t_T} T_e(t) dt &= T_{e\infty} \frac{\tau}{\tau + t_T} - (T_{e\infty} - T_{eo}) \frac{t_{Tc}}{\tau + t_T} (1 - \\ &- e^{-\tau/t_{Tc}}) + T_{eo} \frac{t_T}{\tau + t_T} + (T_{e\infty} - T_{eo}) \frac{t_T}{\tau + t_T} (1 - e^{-1}). \end{aligned} \quad (4)$$

При $\tau \gg t_{Tc}$, t_T имеем $\bar{T}_e \approx T_{e\infty}$.

Интегральное возмущение плотности электронов. В ионосфере на различных высотах возможны различные механизмы изменения N . Процессы переноса в горизонтальном направлении характеризуются значительными временами становления ($10^5 - 10^7$ с) и представляют практический интерес лишь при $z \geq 250$ км для $\Delta \alpha \leq 10^\circ$ [1, 4, 5]. Перенос частиц вдоль z вследствие градиента T_e даже при сверхбольших мощностях [3], когда $T_e \sim (20-40) T_{eo}$ также несуществен, поскольку время становления $t_{ND} \sim 10^7$ с значительно больше времени становления N вследствие нарушения баланса ионизации $t_{Nc} \sim 0,1 \div 10^4$ с. Ионизация газа быстрыми электронами, которая, видимо, существенна при $E \gg E_p$, не рассматривается.

При $z \leq 70-75$ км ожидается уменьшение N , описываемое соотношением [2]:

$$\frac{dN}{dt} = \beta_{ro} N_m N_0 - \beta_r (T_e) N_m N, \quad (5)$$

где N_m — плотность нейтралов; N, β_r — плотность и коэффициент прилипания электронов в возмущенной среде; N_0, β_{ro} — то же в невозмущенной ионосфере.

Уравнение (5) можно проинтегрировать при произвольной зависимости $T_e(t)$, однако дальнейшее суммирование возмущений N последовательностью импульсов возможно лишь в предположении, что возмущение T_e в течение времени τ_1 равно $\bar{T}_e$. Это предположение обычно соответствует реальным экспериментам.

Поступая аналогично вычислению $T_e^{(n)}$, получим в конце n -го импульса

$$\begin{aligned} N^{(n)} &= N_0 + (N_\infty^{(n)} - N_0) \left(1 - e^{-\frac{T - \tau_1}{t_N} n - \frac{\tau_1}{t_{Nc}} n} \right), \\ N_\infty^{(n)} &= N_0 + (N_\infty - N_0) \frac{1 - \exp(-\tau_1/t_{Nc})}{1 - \exp\left(\frac{T - \tau_1}{t_N} - \frac{\tau_1}{t_{Nc}}\right)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$N_\infty = N_0 \beta_{ro} \beta_r^{-1} (\bar{T}_e), \quad t_N = (\beta_{ro} N_m)^{-1}, \quad t_{Nc} = (\beta_r (\bar{T}_e) N_m)^{-1}.$$

Упрощая (6) для $\tau_1 \ll t_{Nc}$, T и $T \ll t_N$, получим

$$\eta = \frac{N_\infty^{(n)} - N_0}{N_0} = \left(\frac{\beta_{ro}}{\beta_r} - 1 \right) \frac{\tau_1}{T} \frac{t_N}{t_{Nc}} = \left(1 - \frac{\beta_r}{\beta_{ro}} \right) \frac{\tau_1}{T}.$$

Таким образом, при $z \leq 70-75$ км $\eta < 0$ и уменьшается с ростом β_r/β_{ro} , достигая минимума при $\bar{T}_e/T_{eo} \approx 4$,

$$\eta_{\min} = \left(1 - \frac{\beta_r (4T_{eo})}{\beta_{ro}} \right) \frac{\tau_1}{T}. \quad (7)$$

Если $T_{eo} \approx 250^\circ \text{K}$, то $\eta_{\min} \approx -0,75 \tau_1/T$.

Появление минимума в возмущении N обусловлено наличием максимума в зависимости $\beta_r(T_e)$ при $T_e \approx 1000 \text{ K}$ [7]. При умеренном нагреве $t_N \approx t_{Nc}$ и $\eta \approx \left(\frac{\beta_{ro}}{\beta_r} - 1 \right) \frac{\tau_1}{T}$. На высотах $z \geq 70$ км начинает постепенно преобладать процесс увеличения N вследствие уменьшения эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha_r(T_e) = \alpha_{ro} (T_{eo}/T_e)^{\lambda_r}$ ($\alpha_{ro} = \alpha_r(T_{eo})$, $\lambda_r = \frac{1}{2} \div \frac{3}{2}$, [4]. Изменение N описывается уравнением [2]

$$\frac{dN}{dt} = \alpha_{ro} N^2 - \alpha_r(\bar{T}_e) N^2, \quad (8)$$

$N|_{t=0} = N^{(n-1, n)}$ — плотность N в момент включения n -го импульса. Релаксация N описывается соотношением

$$\frac{dN}{dt} = \alpha_{ro} N_0^2 - \alpha_{ro} N^2, \quad (9)$$

$N|_{t=0} = N^{(n-1)}$ — плотность N в конце $(n-1)$ -го импульса.

Линеаризуя (8), (9), получим

$$N^{(n)} = N_0 + (N_{\infty}^{(n)} - N_0) \left(1 - \exp \left\{ -n \left(\frac{T - \tau_1}{t_N} + \frac{\tau_1}{t_{Nc}} \right) \right\} \right),$$

$$N_{\infty}^{(n)} = N_0 + (N_{\infty} - N_0) \frac{1 - \exp(-\tau_1/t_{Nc})}{1 - \exp\left(-\frac{T - \tau_1}{t_N} - \frac{\tau_1}{t_{Nc}}\right)}, \quad (10)$$

$$t_N = (2\alpha_{ro} N_0)^{-1}, \quad t_{Nc} = (2\alpha_r N_0)^{-1}.$$

Выражение (10) справедливо при $\eta = (N_{\infty}^{(n)} - N_0)/N_0 \ll 1$. Когда $\tau_1 \ll t_{Nc}$, T и $T \ll t_N$,

$$\eta \approx \left(\frac{N_{\infty}}{N_0} - 1 \right) \frac{\tau_1}{T} \frac{t_N}{t_{Nc}} = [(\bar{T}_e/T_{eo})^{\lambda_r/2} - 1] \frac{\tau_1}{T} (T_{eo}/\bar{T}_e)^{\lambda_r}.$$

Видно, что η имеет максимум при $\bar{T}_e/T_{eo} = 2^{2/\lambda_r}$, равный $\eta_{\max} = 1/4 \lambda_r/T$ и не зависящий от λ_r . Поскольку обычно $\tau_1 \ll T$, то $\eta_{\max}$ никогда не превышает единиц процентов.

Отметим, что малость $\eta_{\max}$ оправдывает линеаризацию (8), (9). Наличие максимума в возмущении N обусловлено следующим. При небольшом увеличении $\bar{T}_e$ возмущение N растет, поскольку $t_{Nc} \approx t_N$. При больших $\bar{T}_e$ плотность N не успевает существенно измениться в течение τ_1 , так как увеличивается $t_{Nc} \sim \bar{T}_e^{\lambda_r}$. Поэтому имеется оптимальное $\bar{T}_e$, при котором возмущение N — максимально. При умеренном нагреве $t_N \approx t_{Nc}$ и

$$\eta \approx \left[\left(\frac{\bar{T}_e}{T_{eo}} \right)^{\lambda_r/2} - 1 \right] \frac{\tau_1}{T}. \quad (11)$$

Из (3), (6) и (10) следует, что возмущения T_e и N пропорциональны n при $t_{T, N} \gg nT$. Когда $n \gg t_{T, N}/T$, достигается «стационарное» возмущение T_e и N .

Выше рассмотрено интегральное возмущение N , когда интегральный нагрев отсутствует, т. е. $\Delta t \gg t_T$. При $\Delta t \leq t_T \leq t_N$, зависимости N , T_e и P от времени в среднем (т. е. не учитывая дискретизации от импульса к импульсу) подобны описанным в [8].

Обсуждение результатов. При использовании импульсных установок обычно считается, что возмущение N в нижней ионосфере ($z \leq 100$) отсутствует, поскольку $\tau \ll t_N$. Однако учет интегрального возмущения меняет ситуацию. Оценим возмущения N , производимые следующими установками.

1. Установка для исследования нелинейных эффектов [3]. На высотах $z \leq 70$ км $\bar{T}_e/T_{eo} \approx 4$, тогда из (7) для $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ с, $T = 0,04$ с имеем $\eta \approx -1\%$. При $z > 70-80$ км для $\bar{T}_e/T_{eo} \approx 2$ и $\tau_1 \approx 4$ мс имеем из (11) $\eta \approx 4\%$, что не противоречит эксперименту [3]. Заметим, что наблюдаемое в [9] значительное ($\sim 100\%$) возмущение N обусловлено, по-видимому, не рассматриваемым механизмом.

2. Установка некогерентного рассеяния в Джайкамарке [5, 10]. При $z \leq 70$ км $\bar{T}_e/T_{eo} \approx 3-4$. Тогда из (7) получим для $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ с и $T = 0,02$ с $\eta \approx -0,2\%$, при $z \geq 70$ км $\eta \approx 0,1\%$.

3. Установка методов частичных отражений и кроссмодуляции Харьковского госуниверситета, для которой $T_e/T_{eo} \leq 2$, $\tau_1 \approx 10^{-4}$ с, $T = 0,02$ с, а $\eta \leq 0,2\%$.

Таким образом, для всех известных установок, работающих в импульсном режиме, интегральное возмущение N в нижней ионосфере ($z \leq 100$ км) не превышает единиц процентов и в практике часто может не учитываться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черногор Л. Ф. О возмущении плазмы сильными электромагнитными волнами.— «Изв. вузов. Радиофизика», 1975, т. 18, № 6, с. 847—857.
2. Мисюра В. А., Черногор Л. Ф., Шлюгер И. С. Исследование возмущения нижней ионосферы мощными радиоволнами.— «Вест. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, с. 3—18.
3. Гуревич А. В., Шлюгер И. С. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы.— «Изв. вузов Радиофизика», 1975, т. 18, № 9, с. 1237—1260.
4. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., «Наука», 1973. 272 с.
5. Черногор Л. Ф. О влиянии нелинейных эффектов на некогерентное рассеяние радиоволн в ионосфере.— «Геомagn. аэрон.», 1977, т. 17, № 2, с. 213—220.
6. Гинзбург Э. И. Возмущение нижней ионосферы радиоимпульсом.— «Геомagn. аэрон.», 1967, т. 7, № 1, с. 104—109.
7. Chanin I. M., Phelps A. V., Biondi M. A. Measurement of the attachment of slow electrons in oxygen.— «Phys. Rev. Lett.», 1959, vol. 2, N 8, p. 344—346.
8. Развитие комплексных исследований нижней ионосферы.— В кн.: Ионосферные исследования. М., «Наука», 1975, № 23, с. 16—21. Авт.: В. А. Мисюра, О. А. Литвиненко, Л. А. Пивень и др.
9. Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С. Искусственная ионизация ионосферы под действием мощных радиоволн.— «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, № 7, с. 395—399.
10. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн.— ТИИЭР, 1969, т. 57, № 4, с. 139—175.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ В ЛУЧЕВОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Приближение геометрической оптики может выражаться несколькими эквивалентными формами [1]: уравнением эйконала, принципом Ферма, законом Снеллиуса и характеристическими уравнениями Гамильтона. Уравнения Гамильтона можно записать в прямоугольной системе координат в виде [2]

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial G}{\partial \vec{p}}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\partial G}{\partial \vec{r}}, \quad (1)$$

где $G=G(F)$ — непрерывно дифференцируемая функция; $F(\vec{r}, \vec{p}) = (\Delta L)^2 - n^2 = 0$ — непрерывно дифференцируемая функция всех своих переменных; $\vec{r}$ — радиус-вектор точки в пространстве; $\vec{p} = \nabla L$ — вектор волновой нормали; L — оптический (фазовый) путь, t — независимый параметр.

Для гамильтоновой системы уравнений (1) естественна постановка начальной задачи (задачи Коши). Для решения такой задачи в общем случае используются хорошо разработанные численные методы (например метод Рунге — Хайне — Кутта [3]), так как интегрирование уравнений Гамильтона в квадратурах возможно в нескольких частных случаях.

Решение краевой задачи для уравнений Гамильтона является сложной проблемой. Необходимость ее решения возникает при нахождении параметров волны (направления волновой нормали и потока энергии, доплеровское смещение частоты, поляризация, амплитуда, фазовое и групповое запаздывание) в заданной точке наблюдения.

В работе предлагается метод решения краевой задачи, который является модификацией существующих методов применительно к задачам лучевого распространения радиоволн в неоднородных магнитоактивных средах. Рассмотрим суть метода.

Пусть $G = G(\vec{r}, \vec{p}; m)$, где m — параметр, учитывающий некоторые ионосферные факторы (например, относительное отклонение электронной плотности от невозмущенного значения, временное изменение параметров ионосферы и т. п.). Так же как в существующих методах решения краевой задачи для системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, предположим, что известно начальное приближение, достаточно близкое к искомому решению системы (1). Задача заключается в нахождении решения краевой задачи для (1) при $G = G(\vec{r}, \vec{p}; m_0 + \delta m)$, где δm — малая вариация параметра m , если известно решение (1) при $G = G_0 (G_0 = G(\vec{r}, \vec{p}; m_0))$.

Одной из форм выражения геометрооптического приближения является принцип Ферма [4], который в слабой формулировке требует стационарности функционала:

$$L = \int_A^B n(\vec{r}, \vec{p}; m) \cos \alpha ds, \quad (2)$$

где A и B — конечные точки; ds — элемент дуги; α — угол между направлениями луча и волновой нормали. Таким образом, L является функцией m и конечных точек: $L = L(\vec{r}_A, \vec{r}_B; m)$. Для конечных точек, положение которых не зависит от m , линейная часть приращения L имеет вид [5]

$$\delta_m L_B = \int_A^B \frac{\partial}{\partial m} (n) \delta m \cos \alpha ds, \quad (3)$$

где интегрирование ведется вдоль невозмущенной лучевой траектории. Ограничимся линейным приближением. Представим функцию $\delta_m L(\vec{r})$ в окрестности точки B в виде ряда

$$\delta_m L(\vec{r}) = \delta_m L(\vec{r}_B) + \sum_{i=1} (x_i - x_{iB}) \nabla_i (\delta_m L)_B + \dots \quad (4)$$

и ограничимся линейными членами. Полагая, что $\delta_m L(\vec{r})$ известно в четырех различных точках в окрестности точки B , найдем $\delta_m L_B$, $\nabla(\delta_m L)_B$.

При условии, что $L = L(\vec{r}_A, \vec{r}_B; m)$ — непрерывно дифференцируемая функция всех своих переменных, а следовательно, операторы $\delta_m = \frac{d}{dm} \delta m$ и ∇ коммутируют, и учитывая соотношение $\vec{p}_B = \nabla L_B$, можно записать выражение для вариации волнового вектора [6]:

$$\delta_m \vec{p}_B = \nabla (\delta_m L)_B. \quad (5)$$

Если в конечных точках среда изотропна и $\frac{\partial}{\partial m} (n) = 0$, то $\delta_m \vec{l}_B = \frac{1}{n_B} \nabla (\delta_m L)_B$, где $\delta_m \vec{l}_B$ — вариация единичного вектора касательной к лучевой траектории.

Используя принцип взаимности для лучевых траекторий и фазы [7], можно решить задачу Коши для (1) с начальными условиями в точке $B(\vec{r}_B, -\vec{p}_B)$, где $\vec{p}_B = \vec{p}_B + \delta_m \vec{p}_B$. Решив задачу Коши, имеем уточненные (в линейном приближении) начальные данные для точки $A(\vec{r}_A, -\vec{p}_A)$, где $\vec{p}_A$ — решение задачи Коши для (1) с начальными условиями в точке B . Таким

образом, задача сведена к решению задачи с начальными условиями для системы (1), дополненной уравнением для $\delta_m L$:

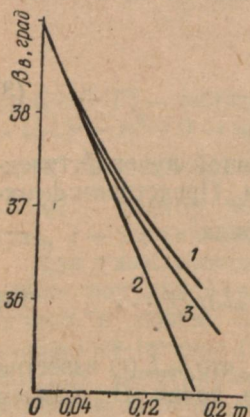
$$\frac{d(\delta_m L)}{dt} = \left| \frac{\partial G}{\partial \vec{r}} \right| \frac{\partial}{\partial m} (n) \delta m \cos \alpha. \quad (6)$$

Предложенный метод может быть полезен при решении задач распространения коротких радиоволн в реальной ионосфере, особенно в тех случаях, когда нельзя пренебречь влиянием внешнего магнитного поля.

Для оценки точности метода проведен расчет вариаций углов прихода коротких радиоволн, отраженных от плоского ионосферного слоя с параболическим распределением электронной плотности по высоте $N =$

$$= N_m \left[1 - \frac{(z - z_m)^2}{z_m^2} \right]$$

за счет изменения максимальной электронной плотности N_m : $N_m = N_{m0}(1 + m)$, где z — высота над поверхностью Земли; z_m — высота максимума слоя; z_m — полутолщина слоя. Расчет проводился для $z_m = 322,14$ км, $z_m = 140$ км, $N_{m0} = 10^6$ эл/см³, «нижнего» луча, рабочая частота — 10 МГц, параметр $m = \frac{\Delta N}{N_0}$ изменяется от 0 до 0,2, дальность D по поверхности Земли между точками A и B равна 660 км.



На рисунке даны зависимости угла прихода β_B от значения параметра m . Кривая 1 представляет собой точное решение, кривая 2 — решение, полученное в линейном приближении, и кривая 3 — решение, полученное последовательным применением рассмотренного выше метода для различных значений m с шагом $\Delta m = 0,02$. Видно, что для малых значений $m < 0,04$ линейное приближение дает удовлетворительные результаты. Для больших значений m наблюдается заметное расхождение с точным решением. При дроблении шага Δm приближенное решение сходится к точному.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Келсо Дж. М. Траектории лучей в ионосфере. — В кн.: Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. М., «Наука», 1971, с. 9—35.
2. Місюра В. О. До теорії та розрахунку ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль в колоземній гіротропній тримірно-неоднорідній квазістаціонарній плазмі. — «В існ. Харк. ун-ту. Радіофізика», 1973, № 92, вип. 2, 11, с. 11—25.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., «Наука», 1971. 576 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1973. 719 с.
5. Bennet J. A. «Radio Sci», 1969, vol. 4. № 8, p. 667—678.
6. Bennet J. A. «Austral. J. Phys.», 1971, vol. 24. № 1, p. 119—123.
7. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М., «Мир», 1973. 502 с.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ИНВАРИАНТ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАТОРА, ВОЗМУЩАЕМОГО ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫМ ТЕЛОМ С РАЗМЕРАМИ $a/\lambda \ll 1$

В работах [1, 2, 3, 5] рассматривается адиабатический инвариант для электромагнитного резонатора, возмущение которого осуществляется путем деформации его стенок с бесконечной и конечной проводимостями. Подобная система является удобной для анализа физической моделью преобразователей давления электромагнитного поля [4]. Для более распространенных пьезо- и электро-преобразователей такой моделью служит резонатор с помещенным внутри пробным телом. Адиабатический инвариант такой системы в простейшем случае несложно доказать, воспользовавшись результатами работ [1, 5]. Однако остается неясным: 1) как оценить влияние рассеянных пробным телом полей; 2) как учесть потери в пробном теле. В данной работе с достаточной для большинства случаев точностью содержатся ответы на эти вопросы, а также систематизируются известные и полученные автором результаты.

Итак, рассмотрим электромагнитный резонатор, имеющий объем полости V , ограниченный замкнутой поверхностью S . Если стенки резонатора идеально проводящие, его возмущение путем изменения объема полости на величину δV или введения в полость пробного тела объема $v \ll V$ вызывает изменение амплитуд полей и частоты, при этом [1]

$$TW = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{\delta \omega}{\omega} = \frac{\delta W}{W}, \quad (1)$$

где T — период; ω — частота колебаний; W — среднее за период колебаний значение энергии резонатора; δW , $\delta \omega$ — вариации частоты и энергии резонатора.

Соотношение (1) представляет собой адиабатический инвариант.

Для резонатора, возмущаемого введением диэлектрического тела с параметрами ϵ , $\mu = 1$ и $a \ll \lambda$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость материала без потерь, значение которой может быть произвольным, но не резонансным) [6],

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{(\epsilon - 1) \int_v \vec{E}_0 \vec{E}^* dV}{\int_V (\vec{E}_0 \vec{E}^* + \vec{H}_0 \vec{H}^*) dV}. \quad (2)$$

Здесь $\vec{E}_0$ — поле невозмущенного резонатора; $\vec{E}$ — поле возмущенного резонатора; v — объем пробного тела.

В общем случае определение возмущенного поля — весьма сложная задача, которая существенно упрощается, если пробное

где $\mu = 1$?

тело представляет собой эллипсоид вращения. При $v \ll V$ возмущенное поле, являющееся падающим для эллипсоида, можно считать однородным. Однородным можно также считать и внутреннее поле эллипсоида [7], а для его вычисления ограничиться квазистатическим приближением.

Пусть диэлектрический эллипсоид расположен в прямоугольном резонаторе, как показано на рис. 1, в котором существует колебание H_{101} . Потери в стенках резонатора ($\sigma \rightarrow \infty$) и в пробном теле ($\epsilon'' = 0$) отсутствуют, а малое перемещение эллипсоида не изменяет тип возбуждаемого в резонаторе колебания. Для такой системы справедливы уравнения

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{рас}}; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{рас}}, \quad (3)$$

где $\vec{E}_{\text{рас}}, \vec{H}_{\text{рас}}$ — поле, рассеянное эллипсоидом при падении на него $\vec{E}_0, \vec{H}_0$.

Воспользовавшись интегральными уравнениями макроскопической электродинамики и решив их методом, разработанным проф. Н. А. Хижняком [7], определим компоненты рассеянного поля:

$$\begin{aligned} E_{\text{рас}y} &= -ik^3 k_x H_m \frac{\epsilon - 1}{4\pi} v (A_{22} \cos^2 \theta + A_{33} \sin^2 \theta) g_{101} \sin k_x x \sin k_z z, \\ H_{\text{рас}x} &= -k^2 k_x k_z H_m \frac{\epsilon - 1}{4\pi} v (A_{22} \cos^2 \theta + A_{33} \sin^2 \theta) g_{101} \sin k_x x \cos k_z z, \\ H_{\text{рас}z} &= k^2 k_x^2 H_m \frac{\epsilon - 1}{4\pi} v (A_{22} \cos^2 \theta + A_{33} \sin^2 \theta) g_{101} \cos k_x x \sin k_z z, \\ E_{\text{рас}x} &= E_{\text{рас}z} = H_{\text{рас}y} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$g_{\text{мпр}} = -\frac{32\pi}{V} (k^2 - k_x^2 - k_y^2 - k_z^2)^{-1}; \quad A_{ii} = [1 + (\epsilon - 1) J_i]^{-1};$$

$$J_i = \frac{a_i b_i c_i}{2} \int_0^\infty \frac{dS}{(a_i^2 + S) V (a_i^2 + S) (b_i^2 + S) (c_i^2 + S)};$$

a_i, b_i, c_i — полуоси эллипсоида;

$$k_x = \frac{m\pi}{a}; \quad k_y = \frac{n\pi}{b}; \quad k_z = \frac{p\pi}{l}; \quad k = \frac{\omega}{c};$$

$$\begin{aligned} E_{0y} &= -ik k_x H_m \sin k_x x \sin k_z z, \quad H_{0x} = -k k_z H_m \sin k_x x \cos k_z z, \\ H_{0z} &= (k^2 - k_z^2) H_m \cos k_x x \sin k_z z, \quad E_{0x} = E_{0z} = H_{0y} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

При известных (4) и (5) возмущенное поле находится с помощью выражения (3).

Чтобы воспользоваться полученными результатами, преобразуем уравнение (2), представив интеграл по объему резона-

тора V в виде суммы интегралов по объему тела v и по части объема резонатора, не занятой телом ($V - v$):

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = -\alpha(\epsilon - 1) \vec{E}_0^0 \vec{E}_0^{0*} \left\{ \frac{16\pi}{V} W_0 + \alpha \left[\frac{1}{V} \int_{V-v} (\vec{E}_0 \vec{E}_{\text{рас}}^* + \vec{H}_0 \vec{H}_{\text{рас}}) dV + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{E}_0^0 (\vec{E}^0 - \vec{E}_0^0)^* + \vec{H}_0^0 (\vec{H}^0 - \vec{H}_0^0)^* \right] \right\}^{-1}, \quad (6)$$

где $\alpha = v/V \ll 1$.

Так как рассеянные поля пропорциональны v , слагаемые (6), содержащие $\vec{E}_{\text{рас}}$, $\vec{H}_{\text{рас}}$, пропорциональны малой величине α . Следовательно, изменение резонансной частоты при внесении тела в резонатор с погрешностью порядка α равно

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = -\frac{\alpha(\epsilon - 1)}{16\pi W_0} V \cdot \vec{E}_0^0 \vec{E}_0^{0*} = \\ = -\frac{4\alpha(\epsilon - 1)}{D} (A_{22} \cos^2 \theta + A_{33} \sin^2 \theta). \quad (7)$$

Здесь

$$D = \frac{k_x^2(k^2 + k_z^2) + (k^2 - k_z^2)^2}{k^2 k_x^2}; \quad W_0 = \int_V (\vec{E}_0 \vec{E}_0^* + \vec{H}_0 \vec{H}_0^*) dV; \quad (8)$$

(индекс «0» вверху соответствует полю в центре резонатора и эллипсоида).

Найдем изменение резонансной частоты при возмущении резонатора поворотом пробного тела, взяв вариацию от обеих частей выражения (2) с учетом (7).

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = (\epsilon - 1) \frac{\int_V (\vec{E}_0 \delta \vec{E}^* + \vec{H}_0 \delta \vec{H}^*) dV \int_V \vec{E}_0 \vec{E}^* dV - W_1 \int_V \vec{E}_0 \delta \vec{E}^* dV}{W_1 \left[W_1 + (\epsilon - 1) \int_V \vec{E}_0 \vec{E}^* dV \right]}, \quad (9)$$

где $W_1 = \int_V (\vec{E}_0 \vec{E}^* + \vec{H}_0 \vec{H}^*) dV$.

Преобразуя (9) как и (2), получаем

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = -\frac{\alpha(\epsilon - 1)}{16\pi W_0} V \vec{E}_0^0 \delta \vec{E}_0^{0*} = \frac{4\alpha(\epsilon - 1)}{D} (A_{22} - A_{33}) \delta\theta \sin 2\theta. \quad (10)$$

Поворот пробного тела на угол $\delta\theta$ сопровождается работой по преодолению пондеромоторных сил, которая определяет приращение энергии резонатора. Согласно [4, 8]

$$\delta W = \vec{M} \delta\theta = \frac{v(\epsilon - 1)}{16\pi} k^2 k_x^2 H_m H_m^* (A_{22} - A_{33}) \delta\theta \sin 2\theta, \quad (11)$$

где $\vec{M}$ — момент сил, действующих на эллипсоид.

Энергия, запасенная в резонаторе с телом, с точностью до множителя α равна

$$W \simeq W_0 = \frac{V}{64\pi} D k^2 k_x^2 H_m H_m^*, \quad (12)$$

соответственно

$$\frac{\partial W}{W} = \frac{4\alpha(\epsilon - 1)}{D} (A_{22} - A_{33}) \delta\theta \sin 2\theta. \quad (13)$$

Таким образом, адиабатический инвариант (1) доказан.

Используя полученные результаты, по аналогии с [3] был доказан адиабатический инвариант для электромагнитного резонатора, возмущаемого поворотом диэлектрического эллипсоида с потерями. Предполагалось, что $\epsilon'/\epsilon'' \gg 1$, внутреннее поле принималось равным полю однородного изотропного эллипсоида без потерь, а амплитуда колебаний считалась неизменной за счет внешней подпитки.

ВЫВОДЫ

1. С погрешностью порядка $\alpha = v/V \ll 1$ (для пондеромоторных преобразователей выполняется весьма часто) рассеянные эллипсоидом поля не нарушают адиабатического инварианта.

2. Полученные результаты существенно дополняют и углубляют работу [3].

Автор признателен за внимание и помощь проф. Хижняку Н. А. и канд. физ.-мат. наук Щербинину Г. Л.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., Госиздат, 1956, с. 195—243.
2. Maclean W. R. The resonator action theorem. — «Quart. j. Appl. Math.», 1945, 2, p. 12—21.
3. Жилков В. С., Хижняк Н. А. Учет потерь в электромагнитном резонаторе при обосновании пондеромоторного метода измерения мощности СВЧ. — В кн.: Радиотехника. Вып. 21. Харьков, 1972, с. 207—212.
4. Валитов Р. А., Хижняк Н. А., Жилков В. С. Пондеромоторное действие электромагнитного поля (теория и приложения), М., «Сов. радио», 1975. 232 с.
5. Cullen A. L. Absolute Power measurement at microwave frequencies. — «Proc. IEE», vol. 99, pt. IV, 1952, № 2, p. 112—120.
6. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Госиздат, 1960. 407 с.
7. Хижняк Н. А. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред. — ЖТФ, 1958, т. 28, с. 1592—1609.
8. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., «Наука», 1966. 624 с.

УДК 538.574.6

С. А. ОБЛЫВАЧ, В. В. ХОРОШУН, канд. физ.-мат. наук

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ОДНОЙ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ

Интерес к исследованию дифракционных свойств ленточных металлических решеток с поперечно намагниченным ферритом обусловлен взаимными свойствами таких систем и пространственной асимметрией дифрагированного поля. Эти системы могут быть использованы при создании дифракционных направленных

ответвителей энергии СВЧ с электрической регулировкой коэффициента ослабления.

В работе [1, 2] методом задачи Римана — Гильберта получено точное решение задачи дифракции плоской волны на решетке с ферритом в виде бесконечной неоднородной системы линейных алгебраических уравнений с коэффициентами, которые выражаются через обобщенные полиномы Лежандра [3]. Для идеального феррита эти полиномы вещественные, а при учете диссипативных потерь в феррите — комплексные, что приводит к значительному усложнению задачи и расчетов на ЭЦВМ. Устранение указанных трудностей, в частности, для задачи дифракции, возможно с использованием метода переразложения [4].

В плоскости $z = -\frac{h}{2}$ находится граница раздела свободное пространство — поперечно намагниченный феррит, с которой совмещена нижняя плоскость объемной металлической решетки из идеально проводящих металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения высотой h , толщиной l — d и периодом l . Начало системы координат выбрано посередине щели решетки, ось Ox ориентирована вдоль брусьев решетки, а ось Oz — по нормали к плоскости решетки с положительным направлением в сторону феррита, который намагничен до насыщения внешним однородным магнитным полем $\vec{H}_0$, ориентированным вдоль брусьев решетки. При этом тензор магнитной проницаемости феррита принимает вид

$$\vec{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -i\mu_a \\ 0 & i\mu_a & \mu \end{vmatrix},$$

где компоненты μ_{11} и μ_a определены в [5]. Диэлектрическая проницаемость феррита — ϵ .

На решетку под углом ψ к оси oz падает плоская E -поляризованная волна единичной амплитуды

$$E_x = e^{ik_0(y \sin \psi + z \cos \psi)}, \quad H_y = \cos \psi E_x, \quad H_z = \sin \psi E_x,$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$. Зависимость от времени предполагается в виде $e^{-i\omega t}$.

Требуется определить дифрагированное поле во всем пространстве. Использование строгих граничных условий во всех трех областях приводит к функциональным уравнениям, которые методом переразложения системы функций, полной на одном интервале по системе функций, полной на меньшем интервале, преобразуются в систему алгебраических уравнений первого рода относительно амплитуд дифракционных спектров

$$a_s = \frac{1}{2}(x_s + y_s)e^{-i\pi x_s \beta \delta} - \delta_{s0}e^{-i\pi x_s \beta \delta}, \quad b_s = \frac{1}{2}(x_s - y_s)e^{-i\pi x_s \beta \delta},$$

$$\sum_s x_s f_{ms} = 0;$$

$$\sum_s [x_s (p_{s1} - iq_m \operatorname{tg} \pi \delta q_m) + y_s p_{s2}] \eta_{ms} = 2x\beta \eta_{m0};$$

$$\sum_s y_s f_{ms} = 0;$$

$$\sum_s [y_s (p_{s1} + iq_m \operatorname{ctg} \pi \delta q_m) + x_s p_{s2}] \eta_{ms} = 2x\beta \eta_{m0}; \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

где

$$f_{ms} = -i \left(1 - \frac{\delta_{0m}}{2} \right) e^{i\pi s \theta} \left(\frac{e^{i\nu^+} - 1}{\nu^+} + \frac{e^{i\nu^-} - 1}{\nu^-} \right);$$

$$\eta_{ms} = -i \left[e^{\frac{i\pi m}{2} \sin \pi \left(\theta \tau_s + \frac{m}{2} \right)} \frac{\pi \left(\theta \tau_s + \frac{m}{2} \right)}{\pi \left(\theta \tau_s + \frac{m}{2} \right)} - e^{\frac{i\pi m}{2} \sin \pi \left(\theta \tau_s - \frac{m}{2} \right)} \frac{\pi \left(\theta \tau_s - \frac{m}{2} \right)}{\pi \left(\theta \tau_s - \frac{m}{2} \right)} \right];$$

$$p_{s1} = \frac{1}{2} (\gamma_{s1} + M \gamma_{s2} - iK \tau_s); \quad \nu_{\pm} = \pi [2s(1 - \theta) \pm m];$$

$$p_{s2} = \frac{1}{2} (\gamma_{s1} - M \gamma_{s2} + iK \tau_s); \quad \mu_1 = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu};$$

$$\gamma_{s1} = \sqrt{x^2 - \tau_s^2}; \quad \gamma_{s2} = \sqrt{x^2 \varepsilon \mu_1 - \tau_s^2}; \quad q_m = \sqrt{x^2 - \left(\frac{m}{2\theta} \right)^2};$$

$$K = -\frac{\mu_a}{\mu^2 - \mu_a^2}; \quad x = \frac{l}{\lambda}; \quad \beta = \cos \psi, \quad \delta = \frac{h}{l}, \quad \theta = \frac{d}{l};$$

δ_{s0} — символ Кронекера; $\tau_s = \alpha x + s$, $M = \frac{1}{\mu_1}$.

Подсистемы решаются совместно, при этом число уравнений каждой из подсистем пропорционально соответственно ширине щели и металла на периоде. Проведенные на ЭВМ расчеты показали, что при значениях высоты брусьев $\frac{h}{l} \sim 10^{-3}$ наблюдается хорошее совпадение с результатами, полученными в [1, 2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хорошун В. В. Дифракция плоских электромагнитных волн на металлической решетке с гиромагнитной средой. — В кн.: Радиотехника. Вып. 4. Харьков, 1967, с. 61—64.
2. Хорошун В. В. Дифракция плоских электромагнитных волн на экранированной решетке с поперечно намагниченным реальным ферритом. — В кн.: Радиотехника. Вып. 7. Харьков, 1968, с. 35—37.
3. Хорошун В. В. К теории обобщенных полиномов Лежандра. — «Укр. мат. журн.», 1971, т. 23, вып. 6, с. 44—48.
4. Дифракция волн на решетках. Харьков. Изд-во Харьк. ун-та, 1973. 290 с. Авт.: В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб.
5. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1960. 125 с.

НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Работа посвящена исследованию нелинейных явлений в эффекте дифракционного излучения. В качестве электродинамической системы, накапливающей дифракционное излучение, выбран плоский волновод, образованный двумя бесконечными по осям x и y металлическими плоскостями, на одну из которых нанесена дифракционная решетка с ориентированными вдоль оси ox образующими ее элементами. Рассматривается возбуждение такого резонатора плоским пучком электронов, пролетающим на некотором расстоянии от решетки. Движение электронов одномерно вдоль оси oy . Исследование проводится на основе численного решения системы нелинейных уравнений Вайнштейна*. В случае режима дифракционного излучения для построения такой системы необходимо знать поля собственного режима, соответствующего эффекту дифракционного излучения.

В пространстве взаимодействия ($h < z < h + b$) собственное поле резонатора в случае узких щелей имеет вид

$$\begin{aligned} H_x &= A \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \frac{kd}{2} \alpha_n \cos k\gamma_n (z-h-b)}{\alpha_n \gamma_n \sin kb\gamma_n} e^{ik\alpha_n y}, \\ E_y &= -\frac{A}{\varepsilon_0 c} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \frac{kd}{2} \alpha_n \sin k\gamma_n (z-h-b)}{\alpha_n \sin kb\gamma_n} e^{ik\alpha_n y}, \\ E_z &= \frac{A}{\varepsilon_0 c} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \frac{kd}{2} \alpha_n \cos k\gamma_n (z-h-b)}{\gamma_n \sin kb\gamma_n} e^{ik\alpha_n y}, \end{aligned} \quad (1)$$

где A — некоторая постоянная; ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость; c — скорость света, $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi x}{l}$; $\alpha_n = \alpha + \frac{n}{x}$;

$\gamma_n = \sqrt{1 - \alpha_n^2}$; h, l — высота и период дифракционной решетки, b — расстояние зеркала от решетки. Из формул (1) видна связь между амплитудой гармоник дифракционного излучения и поля поверхностных волн

$$\frac{A_g}{A_n} = \frac{\sin \frac{kd}{2} \alpha_g \alpha_n \gamma_n \sin kb\gamma_n}{\sin \frac{kd}{2} \alpha_n \alpha_g \gamma_g \sin kb\gamma_g}. \quad (2)$$

* Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысококачественной электронике. М., «Сов. радио», 1973. 400 с.

Индекс g указывает на принадлежность соответствующей пространственной гармоники к полю дифракционного излучения. Получение системы нелинейных уравнений Вайнштейна, описывающих процесс взаимодействия потока электронов с собственным полем резонатора, основывается на теории возбуждения волноводов. Пренебрегая полем пространственного заряда и считая, что электродинамическая система возбуждается на основной частоте ω и что на все электроны пучка в данном сечении $y = \text{const}$ действует одна и та же усредненная по сечению пучка сила, представленная только полем той пространственной гармоники, фазовая скорость которой близка к скорости электронного пучка, запишем в переменных Лагранжа систему нелинейных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dF}{d\xi} - irF = -I, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = - \left(1 + \varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^3 \text{Re } F e^{-i\Phi(\xi, u_0)} \\ I = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\Phi(\xi, u_0)} du_0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь введены безразмерные переменные

$$\xi = \varepsilon h_e y, \quad u = \omega t = h_e y + \Phi(\xi, u_0),$$

$$I(y) = J_0 I(\xi) e^{ih_e y}, \quad F(\xi) = |F| e^{i\beta} = \frac{e}{m\omega \varepsilon^2 v_e} E(\xi) e^{\pm i \frac{\xi}{\varepsilon}},$$

$$v = \frac{v_e}{1 + \varepsilon r}, \quad h_e = \frac{\omega}{v_e}, \quad P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_h^{h+b} E_z H_x^* dz,$$

$$R_n = K_n (k\alpha_n)^2, \quad \varepsilon = \left(\frac{e J_0 R_n}{2m\omega^2} \right)^{1/3} \text{ — параметр усиления,}$$

$$K_n = \frac{|E_{ny}|_{z=h+a}^2}{2P \cdot (k\alpha_n)^2} \text{ — сопротивление связи,} \quad (4)$$

где a — расстояние пучка от решетки.

Численное интегрирование системы выполнено при представлении ее в следующем виде:

$$\begin{cases} \xi' = 1, \\ \frac{d|F|}{d\xi} = -\frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \cos(\Phi_n - \beta), \\ \frac{d\beta}{d\xi} = r - \frac{2}{|F|N} \sum_{n=0}^{N-1} \sin(\Phi_n - \beta), \\ \frac{d\Phi_n}{d\xi} = S_n, \\ \frac{dS_n}{d\xi} = -(1 + \varepsilon S_n)^3 \cdot |F| \cos(\Phi_n - \beta), \end{cases} \quad \begin{matrix} n = 0, 1, 2, \dots, N-1, \\ n = 0, 1, 2, \dots, N-1. \end{matrix} \quad (5)$$

Данная система включает в себя $(2N + 3)$ уравнений (N — число дискретных интервалов при представлении I в (3) интегральной суммой). Для немодулированного в сечении $\xi = 0$ пучка начальные условия имеют вид: $\xi = 0$, $|F| = A_0$, $\alpha = \alpha_0$, $\Phi_n = \frac{2\pi n}{N}$, $\frac{\partial \Phi_n}{\partial \xi} = 0$. Эффект дифракционного излучения учитывается неявно через параметр сопротивления связи, входящий в ϵ . Рассчитываем величину сопротивления связи. Если подставить необходимые величины в (4) и перейти к суммированию по новому индексу m , связанному так, что $\kappa \alpha = n_0 + \nu$, $n + n_0 = m$, то получим

$$K_n = \frac{2 \sin^2 \frac{kd}{2} \alpha_n \frac{\text{sh}^2 k \tilde{\gamma}_n (b-a)}{\text{sh}^2 k \tilde{\gamma}_n b}}{cb \epsilon_0 k^2 \alpha_n^4 \left(B_0 + \sum_{m \neq 0} B_m \right)}, \quad (6)$$

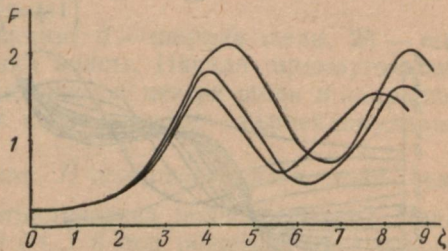


Рис. 1.

где

$$B_m = \frac{\sin^2 \frac{kd}{2} \alpha_m L_m}{\alpha_m |\tilde{\gamma}_m|^2 |\sin kb \tilde{\gamma}_m|^2}, \quad \tilde{\gamma}_m = \sqrt{|1 - \alpha_m^2|},$$

$$L_m = 1 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin 2kb \tilde{\gamma}_m}{2kb \tilde{\gamma}_m} + \frac{\text{sh} 2kb \tilde{\gamma}_m}{2kb \tilde{\gamma}_m} + \right.$$

$$\left. + \text{sign}(1 - \alpha_m^2) \left[\frac{\sin 2kb \tilde{\gamma}_m}{2kb \tilde{\gamma}_m} - \frac{\text{sh} 2kb \tilde{\gamma}_m}{2kb \tilde{\gamma}_m} \right] \right\}.$$

При этом в (6) B_0 описывает поле дифракционного излучения, а сумма по $m \neq 0$ — поле поверхностных волн (для $\kappa < 0,5$). Система (5) позволяет определить через связь между амплитудой гармоник дифракционного излучения и поля поверхностных волн (2) поле дифракционного излучения в нелинейном режиме.

На рис. 1 представлен график изменения амплитуды поля дифракционного излучения вдоль системы для разных значений параметра усиления ϵ (т. е. при разных значениях сопротивления связи). Начальный отрезок кривых описывает линейную стадию нарастания поля, далее экспоненциальный рост поля ограничивается нелинейными явлениями, происходит насыщение. Чередование максимумов и минимумов поля дифракционного излучения связано с относительным движением пучка электро-

нов в поле синхронной волны. Приведенные на рис. 2 графики траекторий электронов позволяют проследить за этим процессом. Скорость движения и изменение скорости электронов выражаются соответственно следующим образом:

$$v(\xi, u_0) = \frac{dy}{dt} = \frac{v_e}{1 + \varepsilon \frac{\partial \Phi(\xi, u_0)}{\partial \xi}},$$

$$\frac{dv}{d\xi} = -\varepsilon \frac{v_e}{\left(1 + \varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}\right)^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2}.$$

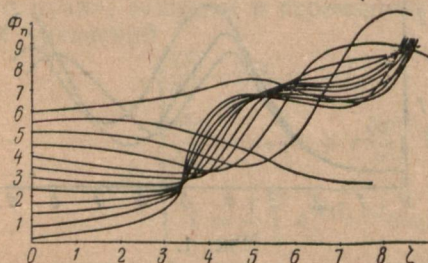


Рис. 2.

Отсюда видно, что электроны тормозятся, а амплитуда поля растет, когда $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} > 0$, и ускоряются, а амплитуда поля уменьшается, когда $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} < 0$. Максимум мощности дифракционного излучения образуется в той точке системы, где примерно рав-

ные части сгустка располагаются в ускоряющей и тормозящей фазе.

УДК 538.574.6

А. И. АДОНИНА, канд. физ.-мат. наук,
В. Ю. ВАРАВИН

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА РЕШЕТКЕ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ БРУСЬЕВ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ, БЛИЗКОЙ К ИДЕАЛЬНОЙ

При исследовании задач о дифракции электромагнитных волн на периодических структурах, состоящих из идеальных брусьев прямоугольной формы поперечного сечения, используется математический аппарат метода перераспределений [1]. Учет конечной проводимости может быть осуществлен при помощи метода [2] для решеток, образованных прямоугольными брусьями материала произвольной (в общем случае комплексной) диэлектрической проницаемости. Являясь наиболее общим, метод работы [2] не дает возможности упростить сложный математический аппарат для предельных случаев, например, когда проводимость брусьев близка к идеальной.

В настоящей работе рассмотрен способ исследования решеток, состоящих из брусьев конечной, близкой к идеальной про-

водимости, исходящий из метода переразложений. Для случая, когда проводимость материала близка к идеальной, на поверхности брусьев можно осуществить постановку граничных условий Леонтовича

$$[\vec{n} \vec{E}] = \omega [\vec{n} [\vec{n} \vec{H}]], \quad (1)$$

где

$$\omega = (1 - i) \sqrt{f/4\sigma},$$

f — частота падающего поля, σ — проводимость, ω — волновое сопротивление материала брусьев.

Обозначим: l — период решетки, d — ширина щели, $2h$ — высота брусьев, α — угол падения волны. Начало прямоугольной системы координат $xy'z$ расположим в центре щели и направим ось ox — вдоль металлических полос, ось oz — перпендикулярно плоскости решетки.

Рассмотрим случай падения H -поляризованного поля (вектор $\vec{H}_{\text{пад}}$ направлен вдоль металлических полос решетки). Поля в пространстве над решеткой (H_{x_1}) и под решеткой (H_{x_2}) описываются периодическими функциями вследствие периодичности структуры, их можно представить в виде разложения в ряд Фурье

$$H_{x_1} = e^{i(-k\rho_0 z + h_0 y')} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{ik\rho_n(z-h)} e^{ih_n y'} \quad z \geq h, \quad (2)$$

$$H_{x_2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n e^{-ik\rho_n(z+h)} e^{ih_n y'} \quad z \leq -h,$$

где

$$\rho_n = \sqrt{1 - h_n^2/k^2}; \quad h_n = k \sin \alpha + \frac{2\pi n}{l}.$$

В пространстве между брусьями решение уравнения Гельмгольца совместно с граничными условиями Леонтовича (1) на боковых стенках брусьев определяет следующее представление поля:

$$H_{x0} = \sum_{m=1}^{\infty} \Delta_m^H(y) [p_m^H \operatorname{ch} \omega_m z + q_m^H \operatorname{sh} \omega_m z], \quad (3)$$

где $\Delta_m^H(y)$ — собственные функции оператора Гельмгольца

$$\Delta_m^H(y) = \frac{2i\alpha_0 \omega}{\mu_m} \sin \frac{\mu_m}{2\theta} (y + \pi\theta) - \cos \frac{\mu_m}{2\theta} (y + \pi\theta), \quad (4)$$

μ_m — собственные значения оператора Гельмгольца определяются из решения дисперсионного уравнения

$$\operatorname{tg} \mu_m \pi = \frac{\mu_m / i\omega \alpha_0}{1 - (\mu_m / 2i\omega \alpha_0)^2}, \quad (5)$$

где

$$\omega_m^2 = \left(\frac{2\pi}{l}\right) \left[\left(\frac{\mu_m}{\theta}\right)^2 - x^2 \right]; \quad x = \frac{l}{\lambda}; \quad y = \frac{2\pi}{l} y.$$

Подчиняя поля граничным условиям при $z = \pm h$ (на поверхности бруса граничному условию Леонтовича (1), на щели — непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей) получим следующую систему функциональных уравнений:

для $\pi\theta \leq y \leq (2\pi - \pi\theta)$ (на металле)

$$(\omega - \rho_0) e^{ik\rho_0 h} + \sum_{(n)} c_n e^{iny} (\omega + \rho_n) = 0$$

$$\sum_{(n)} d_n (\omega - \rho_n) e^{iny} = 0 \quad (6)$$

для $-\pi\theta \leq y \leq \pi\theta$ (на щели)

$$e^{-ik\rho_0 h} + \sum_{(n)} c_n e^{iny} = \sum_{m=1}^{\infty} \Delta_m^H(y) [p_m^H \operatorname{ch} \omega_m h + q_m^H \operatorname{sh} \omega_m h];$$

$$-ik\rho_0 e^{-ik\rho_0 h} + \sum_{(n)} ik\rho_n c_n e^{iny} =$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} [p_m^H \operatorname{sh} \omega_m h + q_m^H \operatorname{ch} \omega_m h] \omega_m \Delta_m^H(y); \quad (7)$$

$$\sum_{(n)} d_n e^{iny} = \sum_{m=1}^{\infty} \Delta_m^H(y) [p_m^H \operatorname{ch} \omega_m h - q_m^H \operatorname{sh} \omega_m h];$$

$$- \sum_{(n)} ik\rho_n d_n e^{iny} = \sum_{m=1}^{\infty} \Delta_m^H(y) \omega_m [-p_m^H \operatorname{sh} \omega_m h + q_m^H \operatorname{ch} \omega_m h].$$

Система функций $\{\Delta_m^H(y)\}_1^{\infty}$ не является ортогональной, поэтому непосредственно использовать математический аппарат метода переразложений [1] нельзя. Однако, если воспользоваться методом ортонормирования системы функций [3], то определение коэффициентов Фурье системы (7) может быть проведено способом аналогичным методу переразложений.

Ортогонализуем систему функций $\{\Delta_m^H(y)\}_1^{\infty}$. Для этого введем ортонормированный базис $\{x_m(y)\}_1^{\infty}$

$$(x_k(y) x_j(y)) = \frac{1}{\pi\theta} \int_{-\pi\theta}^{\pi\theta} x_k(y) x_j^*(y) dy = \begin{cases} N_k^2 & k = j \\ 0 & k \neq j \end{cases} \quad (8)$$

и пусть [3]

$$x_k = \Delta_k^H(y) - \sum_{j=1}^{k-1} f_{kj} x_j. \quad (9)$$

Используя свойство ортогональности базиса (8), из (9) получим

$$f_{kj} = - \frac{(\Delta_k^H x_j)}{(x_i x_j)}. \quad (10)$$

Элементы ортонормированной системы функций $\{x_m(y)\}_1^\infty$ определяются из (9) с учетом (10).

Подставляя значения $\Delta_m^H(y)$ из (9) в (7), определим коэффициенты Фурье искоемых функций аналогично [1]. В результате получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{(n)} C_n \gamma_m^H (1 - h\varphi_m i k \rho_n) &= - (1 + h\varphi_m i k \rho_0) \gamma_m^0 e^{-i k \rho_0 h}, \\ \sum_{(n)} D_n \gamma_m^n (h\omega_m^2 - i k \rho_n) &= - (h\omega_m^2 \varphi_m + i k \rho_0) \gamma_m^0 e^{-i k \rho_0 h}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} C_n &= c_n - d_n; \quad D_n = c_n + d_n; \\ \gamma_m^n &= \frac{1}{\pi\theta} \int_{-\pi\theta}^{\pi\theta} e^{in y} x_m^*(y) dy; \quad \varphi_m = \frac{\text{th } \omega_m h}{\omega_m h}. \end{aligned}$$

Определение коэффициентов Фурье из уравнений (6) ничем не отличается от идеального случая [1]. В (6) входит одна система функций неортогональных в интервале $\pi\theta \leq y \leq 2\pi - \pi\theta$, поэтому переразлагая ее по системе, ортогональных для данного интервала функций $\left\{ \sin \frac{m}{2(1-\theta)} (y + \pi\theta) \right\}_1^\infty$ и приравнявая коэффициенты при одинаковых целых функциях, получим

$$\begin{aligned} \sum_{(n)} C_n \delta_m^n (\omega + \rho_n) &= - (\omega - \rho_0) \delta_m^0 e^{i k \rho_0 h}; \\ \sum_{(n)} D_n \delta_m^n (\omega + \rho_n) &= - (\omega - \rho_0) \delta_m^0 e^{-i k \rho_0 h}, \end{aligned} \quad (12)$$

где δ_m^n те же, что в [1].

На основании решения систем уравнений первого рода (11) и (12) методом усекания определяются амплитуды спектральных волн в верхнем c_n и нижнем d_n полупространствах.

В случае E -поляризованного падающего поля ($\vec{E}^{\text{пад}}$ направлен вдоль металлических полос решетки), собственные функции оператора Гельмгольца для области между брусьями имеют вид

$$\Delta_m^E = \sin \frac{\mu_m}{2\theta} (y + \pi\theta) - \frac{\mu_m \omega}{2i\kappa\theta} \cos \frac{\mu_m}{2\theta} (y + \pi\theta).$$

Собственные значения (μ_m) определяются из решения дисперсионного уравнения

$$\text{tg } \mu_m \pi = \frac{\mu_m \omega / i\kappa\theta}{1 - (\mu_m \omega / 2i\kappa\theta)^2}.$$

Для определения амплитуд спектральных волн в верхнем a_n и нижнем b_n полупространствах используют следующие уравнения:

$$\begin{cases} \sum_{(n)} A_n \gamma_m^n (1 - h \varphi_m i k \rho_n) = - (1 + h \varphi_m i k \rho_0) \gamma_m^0 e^{-i k \rho_0 h}; \\ \sum_{(n)} A_n \delta_m^n (1 + \omega \rho_n) = - (1 - \omega \rho_0) \delta_m^0 e^{-i k \rho_0 h}; \\ \sum_{(n)} B_n \gamma_m^n (h \omega_m^2 \varphi_m - i k \rho_n) = - (h \omega_m^2 \varphi_m + i k \rho_0) \gamma_m^0 e^{-i k \rho_0 h}; \\ \sum_{(n)} B_n \delta_m^n (1 + \omega \rho_n) = - (1 - \omega \rho_0) \delta_m^0 e^{-i k \rho_0 h}, \end{cases}$$

где

$$A_n = a_n + b_n; \quad B_n = a_n - b_n; \quad \gamma_m^n = \frac{1}{\pi \theta} \int_{-\pi \theta}^{\pi \theta} e^{i n y} y_m^*(y) dy;$$

$$y_k(y) = \Delta_k^E(y) + \sum_{j=1}^{k-1} f_{kj} y_j(y); \quad f_{kj} = - \frac{(\Delta_k^E y_j)}{(y_j y_j)}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Масалов С. А., Тарапов И. Е. Дифракция электромагнитных волн на пространственной периодической решетке, составленной из брусьев прямоугольного поперечного сечения. — «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, вып. 1, с. 53—60.
2. Дифракция волн на решетках. Изд. Харьк. ун-та, 1973. 285 с. Авт. В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб.
3. Шилов Г. Е. Введение в теорию линейных пространств. М., Гостехиздат, 1959. 303 с.

УДК 538.574.6

В. Б. КАЗАНСКИЙ, Н. Н. КОЛЧИГИН,
И. И. РЕЗНИК, З. Н. ПРОСВИРНИНА

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕСИММЕТРИЧНОЙ РЕШЕТКИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

В работе [1] исследованы электродинамические свойства двухслойной несимметричной решетки. В реальных ситуациях (в линзовых антеннах, в антенных обтекателях и др.), где используются ленточные решетки, они внедрены в диэлектрическую среду.

С целью выяснить влияние параметра несимметрии на энергетические характеристики таких устройств рассмотрена задача о взаимодействии плоской монохроматической H -поляризованной волны с двухслойной структурой из двух идентичных ленточных решеток, смещенных параллельно друг другу и расположенных в диэлектрическом слое. Предполагается, что волна падает на структуру нормально. Основные параметры даны на рисунке.

Для решения задачи использован операторный метод. Подобные структуры применяются, как правило, в одноволновом режиме, т. е. когда длина волны в диэлектрике превышает размер периода решетки l . В этом случае несимметрия в расположении простых решеток, образующих двухслойную структуру, проявляется лишь на малом расстоянии между ними, поскольку взаимодействие осуществляется по нераспространяющимся пространственным гармоникам. Взаимодействие же нераспространяющихся гармоник с границей диэлектрика при расстояниях a, c порядка длины волны в диэлектрике не существенно. Поэтому алгоритм можно составить так, что в промежутке между простыми решетками учитываются основная волна и несколько нераспространяющихся гармоник, а во всем остальном пространстве — лишь основная волна.

Обобщенная матрица рассеяния для простой решетки может быть найдена с помощью алгоритма [2], а коэффициенты отражения a_0 и прохождения b_0 основной волны для двойной несимметричной решетки получены по формулам, приведенным в [1].

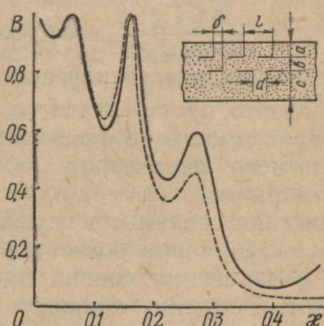
Рассмотрим падение волны на диэлектрическое полупространство, в котором параллельно границе диэлектрика на расстоянии a от нее расположена двухслойная решетка. Коэффициент прохождения волны через границу диэлектрика и решетки, как нетрудно показать, может быть найден по формуле

$$T_1 = \frac{b_0 e_a t^+}{1 - e_a^2 r a_0},$$

где $t^+ = \frac{2}{1 + \sqrt{\varepsilon}}$ — коэффициент прохождения волны, падающей из свободного полупространства через границу диэлектрика; $r = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}}$ — коэффициент отражения от границы диэлектрика волны, проходящей из диэлектрического полупространства в отсутствие решетки; $e_a = e^{i k a \sqrt{\varepsilon}}$, $k = \frac{\omega}{c}$.

Если волна падает на решетку из диэлектрического полупространства, коэффициент отражения может быть найден из выражения

$$R_1 = a_0 + \frac{b_0^2 e_a^2 r}{1 - e_a^2 a_0 r}.$$



Частотная зависимость коэффициента прохождения основной гармоники H -поляризованной волны ($\varepsilon = 4$; $a/l = 1$; $c/l = 1$; $b/l = 0,5$; сплошная линия — $\delta = 0$, пунктирная линия — $\delta = 0,5$).

После того как определены коэффициенты T_1 и R_1 , нетрудно учесть влияние второй границы диэлектрика. Коэффициент прохождения волны через диэлектрический слой с двойной несимметричной решеткой определяется как

$$T = \frac{t^- e_c T_1}{1 - R_1 r e_c^2},$$

где $t^- = \frac{2\sqrt{\epsilon^-}}{1 + \sqrt{\epsilon^-}}$ — коэффициент прохождения волны, падающей на границу диэлектрического полупространства в направлении свободного пространства, $e_c = e^{ikc\sqrt{\epsilon^-}}$.

Зависимость коэффициента прохождения основной волны от частотного параметра $x = l/\lambda$ представлена на рисунке для симметричного ($\delta = 0$) и несимметричного ($\delta = 0,5$) случаев. Несимметрия оказывает существенное влияние на коэффициент прохождения при более коротких волнах, что находит выражение в изменении уровня прохождения и значений резонансных частот. Смещение приводит к дополнительному фазовому сдвигу проходящей волны и выполнению интерференционных условий на других частотах. Такая особенность в поведении амплитуды и фазы основной волны может быть использована для управления характеристиками различных устройств на основе искусственных диэлектриков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Электродинамические характеристики двухслойной несимметричной дифракционной решетки. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1977, т. 20, № 1, с. 20—25. Авт.: В. Б. Казанский, Н. Н. Колчигин, И. И. Резник, С. Л. Просвирнин.
2. Алгоритм решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на ленточной решетке. Препринт № 55, ИРЭ АН УССР, Харьков, 1976. Авт.: Л. Н. Литвиненко, И. И. Резник, С. Л. Просвирнин, В. П. Шестопалов.

УДК 621.372.8

С. Д. АНДРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
Е. Б. СИДОРЕНКО

К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СЛУЧАЕ ДИФРАКЦИИ ОДНОРОДНОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

В основе методов исследования рассеянных препятствием полей [1] лежат способы выделения рассеянного поля из полного. Эти методы [1] измерений имеют существенные недостатки: большое изолирующее пространство для выполнения условий дальней зоны, высокий коэффициент направленного действия приемных и передающих антенн.

Предлагаемый в работе достаточно простой метод исследования дифракционных полей существенным образом отличается от уже известных и позволяет экспериментальным путем определить рассеянное поле в случае дифракции однородной плоской волны.

Рассмотрим в качестве источника электромагнитных волн неоднородную плоскую волну, создаваемую плоским электронным потоком, модулированным по плотности (теория), либо диэлектрическим волноводом (эксперимент), а исследуемое препятствие выберем в виде кругового цилиндра. Амплитуда поверхностного поля диэлектрического волновода с увеличением расстояния от источника убывает по экспоненциальному закону, что дает возможность автоматически избавиться от падающего поля в дальней зоне. Подробный анализ дифракционного поля, возникшего в результате дифракции плоской неоднородной электромагнитной волны на круговом цилиндре с продольной щелью приведен в [2]. Оказалось, что свойства рассеянного поля, полученные в результате дифракции на одиночном теле поверхностного поля электронного потока или диэлектрического волновода можно использовать для определения рассеянных полей в случае дифракции однородной плоской волны.

Пусть имеются две характеристики рассеянного поля в дальней зоне при дифракции неоднородной плоской волны: строгий расчет поля в дальней зоне и данные, полученные в результате эксперимента, а для плоской однородной волны только строгий расчет поля в дальней зоне. Тогда экспериментальную информацию о рассеянном поле при дифракции плоской однородной волны можно получить в процессе пересчета по алгоритму

$$f_1^{\circ}(\varphi) = f_2^{\circ}(\varphi) M_1(\varphi), \text{ или } f_1^{\circ}(\varphi) = f_2^{\circ}(\varphi) + M_2(\varphi),$$

где $f_1^{\circ}(\varphi)$ — найденное распределение рассеянного поля, соответствующее плоской однородной волне; $f_2^{\circ}(\varphi)$ — экспериментальные данные рассеяния плоской неоднородной волны; $M_1(\varphi)$ и $M_2(\varphi)$ — коэффициенты пересчета, определяемые из строгой теории дифракции однородной и неоднородной плоской волны формулами

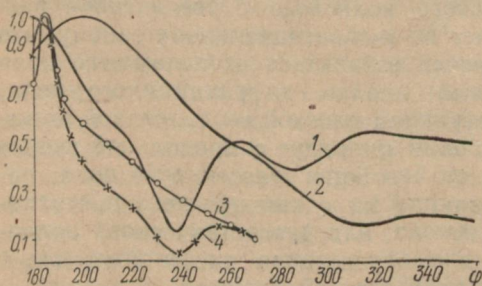
$$M_1(\varphi) = \frac{F_1(\varphi)}{F_2(\varphi)}, \quad M_2(\varphi) = F_1(\varphi) - F_2(\varphi),$$

где $F_1(\varphi)$ — распределение дифракционного поля, полученное из строгого решения задачи рассеяния плоской однородной волны на одиночном препятствии; $F_2(\varphi)$ — распределение дифракционного поля, полученное из строгого решения задачи рассеяния плоской неоднородной волны на одиночном препятствии.

При расчетах необходимо выполнение условия равенства погрешностей вычислений и измерений.

На рисунке приведены полученные экспериментальным путем и с помощью ЭВМ диаграммы направленности рассеянного поля на

сплошном цилиндре. Диаграммы 1 и 2 построены на основании теоретических расчетов соответственно для однородной и неоднородной волны. Экспериментальным путем было получено распределение дифракционного поля в дальнейшей зоне (кривая 3). Блок-схема установки приведена в [3]. Полученные данные вводились в программу, составленную для ЭВМ по указанному выше алгоритму. В результате пересчета получена кривая 4, соответствующая дифракционному полю для однородной плоской волны. Сопоставив кривые 1 и 4, можно заметить различие в форме диаграмм направленности, связанное с тем, что поверхностное



поле диэлектрического волновода несколько отличается от поля электронного потока за счет магнитной составляющей, направленной перпендикулярно образующей. Поэтому суммарный вектор магнитного поля направлен не по оси кругового цилиндра, а под некоторым

углом к ней, что в свою очередь приводит к появлению продольной компоненты поверхностного тока и оказывает влияние на форму диаграммы направленности. Однако в целом качественное совпадение их вполне удовлетворительное. Проведенное исследование показало, что чем лучше будет совпадение теоретических кривых 2 и 3, тем достоверней можно получить диаграмму рассеянного одиночным препятствием поля для однородной плоской волны при эксперименте.

Этим же методом можно проводить исследования рассеянных полей и в случае одиночных препятствий в виде кругового цилиндра с одной, двумя, несколькими щелями и даже исследовать рассеянные поля при рассеивающем объекте произвольного сечения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кинг, У Тай Цзунь. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн. М., ИЛ, 1962. 170 с.
2. Андренко С. Д., Сидоренко Е. Б. Рассеяние плоской неоднородной электромагнитной волны на круговом цилиндре с продольной щелью. — «Радиотехника», 1975, вып. 34, с. 86—90.
3. Андренко С. Д., Шестопалов В. П. Экспериментальное исследование преобразования поверхностных волн в объемные в миллиметровом диапазоне. Харьков, ИРЭ АН УССР, 1975. 40 с.

А. А. ВЕРТИЙ, канд. физ.-мат. наук,
В. Н. ДЕРКАЧ,
И. В. ИВАНЧЕНКО, И. А. ПОПЕНКО,
В. П. ШЕСТОПАЛОВ, чл.-кор. АН УССР

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Исследование свойств и диагностика различных веществ, осуществляемые с помощью ОР, вывод энергии из объема последнего, а следовательно, условия наилучшего согласования его с линией передачи требуют тщательного рассмотрения вопросов, связанных с изучением структуры электромагнитных полей как внутри ОР, так и вне его. Однако сложность структуры таких полей, обусловленная наличием различных в зависимости от

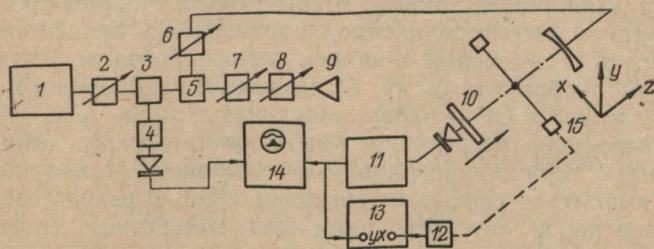


Рис. 1.

назначения резонансных систем фазовых неоднородностей на зеркалах и внутри объема ОР, не позволяет окончательно разрешить данную проблему. Очевидно, определение таких параметров и характеристик ОР, как добротность и амплитудное распределение поля недостаточно для полного представления о всех физических процессах, происходящих внутри резонансного объема. Поэтому важнейшей задачей при изучении свойств резонансных систем является разработка методов измерения фазовой структуры поля в них.

Идея предлагаемого метода заключается в том, что в полусимметричный открытый резонатор, в котором возбуждается определенный тип колебаний, вводится опорная плоская волна. Это достигается соблюдением условий дальней зоны для рупорного излучателя 9. В результате наложения этой волны на внутреннее резонансное поле открытого резонатора наблюдается их интерференция, которая и содержит информацию об амплитудно-фазовом распределении ОР. Для реализации этого метода использовалась установка, созданная на базе известного устройства для визуализации амплитудно-фазового распределения электромагнитных волн [1, 2], блок-схема которой представлена на рис. 1. Принцип ее работы сводится к следующему.

Амплитудно-модулированный сигнал с клистронного генератора 1 через направленный ответвитель 5 поступает одновременно в основное плечо, в котором находится исследуемый ОР 10, и в опорное плечо. Аттенюаторы 6, 7 служат для выбора соотношения амплитуд основного и опорного сигналов при записи интерференционной картины. Ось резонатора ориентирована под углом к геометрической оси излучателя 9. Таким образом, поле возбужденного в ОР колебания интерферирует с полем опорной волны. Глубина интерференции определяется соотношением амплитуд исследуемого и опорного полей, а количество интерференционных полос — выбором угла между геометрическими осями ОР и излучателя 9. Запись резонансного коэффициента передачи производилась модифицированным методом малых возмущений [3] с использованием в качестве пробного тела графитовой сферы ($\varnothing = 0,1 \lambda$). Следует обратить внимание на то, что размеры пробного тела выбирались такими, чтобы с одной стороны обеспечить четкую запись интерференционной картины, а с другой стороны, не допускать ограничений в записи интерферограмм, связанных с большим пробным телом [4, 5]. Движение пробного тела в поперечной плоскости ОР — вдоль координаты x (см. рис. 1) было синхронизировано посредством потенциометрического датчика 12 с движением пера двухкоординатного самописца 13, модулированного по амплитуде выходным сигналом с ОР. В результате регистрировался набор интерферограмм для конкретных поперечных сечений резонатора.

Ход наших дальнейших рассуждений сводился к следующему. Если бы фазовое распределение электромагнитного поля в сечениях ОР было бы однородным, или другими словами — фазовый фронт был бы плоским, то зная расстояние от оси ОР до фазового центра излучателя 9, рабочую длину волны и угол падения опорной плоской волны, мы без труда могли бы определить геометрически области деструктивной интерференции вдоль радиуса пятна поля резонатора. Но из-за неоднородности фазовой структуры поля ОР области деструктивной интерференции оказываются смещенными от предполагаемых в одну или в другую стороны в зависимости от знака изменения фазы в ОР. Тогда разность хода лучей от раскрыва рупора 9 до расчетных областей деструктивной интерференции и до экспериментально полученных из интерферограмм даст нам относительную величину набега фазы в сечениях ОР.

Таким образом, метод предполагает работу с пробным поглощающим телом только в областях деструктивной интерференции, тем самым практически не внося никаких возмущений в распределение внутреннего резонансного поля ОР. Следовательно, определение фазовой структуры поля резонатора возможно с дискретом, равным расстоянию между областями деструктивной интерференции основного и опорного полей в конкретных сечениях ОР. Для получения непрерывного фазового распределения

достаточно варьировать фазой опорной волны фазовращателем δ , стоящим в опорном канале, что приведет к сдвигам интерференционной картины.

На рис. 2 представлен график относительно фазового распределения электромагнитного поля ОР для ТЕМ₀₀ типа колебания в одном из фиксированных поперечных сечений резонатора.

Однако данный метод имеет свои недостатки. Во-первых, при регистрации интерферограмм пробное тело движется в сторону источника опорной волны, т. е. из области меньшей интенсивности

последней в область большей интенсивности. Следовательно, глубина интерференции будет более ярко выражена в области, ближней к облучателю 9, что при анализе интерферограммы

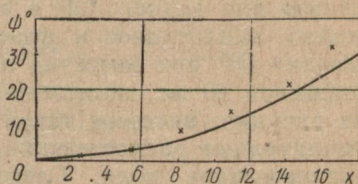


Рис. 2.

суммарного поля приводит к асимметрии фазового распределения поля ОР относительно начала координат, которое расположено на оси ОР, а также к другим осложнениям. Во-вторых, возможность получения только дискретных значений фазы. Чтобы обойти эти неудобства, метод может быть модифицирован следующим образом. Допустим в ОР возбужден основной ТЕМ₀₀ тип колебаний. Помещая пробное тело на оси ОР (в максимуме поля) и вводя опорный сигнал, равный ему по амплитуде, но противофазный, мы тем самым «протравливаем» в данной точке поле ОР практически до нуля. И запись интерференционной картины проводим не вдоль оси X, а вдоль оси Y, т. е. в полосе деструктивной интерференции.

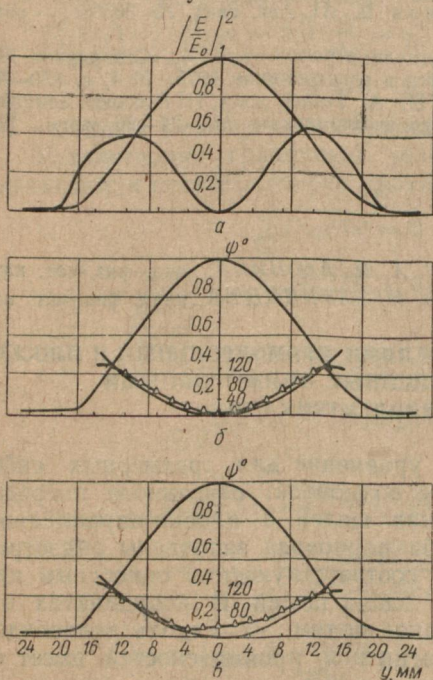


Рис. 3.

Если бы фазовое распределение поля ОР было бы однородным, суммарное поле имело бы вид практически прямой линии. Но из-за неоднородности фазовой структуры поля ОР мы получаем распределение интенсивности в интерферограмме, по которой затем производим расчет фазового распределения в

данном сечении ОР. На рис. 3, б пунктиром показана кривая фазового распределения электромагнитного поля ОР в сечении, расположенном в 26,2 мм от плоского зеркала для $\lambda = 4,177$ мм, полученная данным методом. Сплошной линией показана расчетная кривая для данного ОР в этом сечении [3]. На рис. 3, в приведено амплитудное и фазовое распределение поля в том же сечении ОР при внесении лавсановой пленки шириной 12 мм и толщиной 40 мк, помещенной в центре резонатора. Как видно из рисунка, внесение такой неоднородности не сказывается на амплитудном распределении, но значительно влияет на фазовое распределение поля. Следовательно, данный метод позволяет проводить анализ различных фазовых неоднородностей, используя в качестве индикатора открытые резонансные системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вертий А. А., Шестопапов В. П. — ПТЭ, 1973, № 6, с. 145—146.
2. Вертий А. А., Шестопапов В. П. Авт. свид. № 363051, — «Бюл. ОИПОТЗ», 1973, № 3.
3. Валитов Р. А. Техника субмиллиметровых волн. М., «Сов. радио», 1969.
4. Попенко Н. А. «Радиотехника и электроника», 1975, № 4, с. 833—834.
5. Вертий А. А., Попенко Н. А. Тезисы докл. III Всесоюз. семинара-совещания. — «Метрология в радиоэлектронике», М., 24—26 июня, 1975, с. 170.

УДК 621.372.82

А. И. АДОНИНА, канд. физ.-мат. наук,
В. Н. ЗЛУНИЦЫНА, канд. физ.-мат. наук

СВЯЗАННЫЙ ПОПЕРЕЧНЫМИ ЩЕЛЯМИ ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ И ПЛОСКИЙ ВОЛНОВОДЫ, ЗАПОЛНЕННЫЕ АНИЗОТРОПНЫМИ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКАМИ

Получим дисперсионное уравнение для трехмерных собственных полей прямоугольного волновода, связанного посредством поперечных периодических щелей с плоско-параллельной областью, в случае, когда оба волновода заполнены анизотропными магнитоэлектриками, соответствующими одноосным кристаллам с осью анизотропии вдоль щелей. В координатах $хоуz$ ($ох$ направим перпендикулярно щелям, $оз$ — вдоль волноводов) тензор диэлектрической и магнитной проницаемостей имеет отличными от нуля составляющие $\epsilon_{xj} = \epsilon_{zj} = \epsilon_j$; ϵ_{yj} ; $\mu_{xj} = \mu_{zj} = \mu_j$; μ_{yj} ($j = 1$ соответствует прямоугольному волноводу, $j = 2$ — плоскому волноводу).

Для одноосного кристалла уравнения Гельмгольца записываются относительно компонент, направленных вдоль оси анизотропии, в нашем случае относительно H_y и E_y . Решения их с учетом периодичности связывающей перегородки вдоль оси $оз$

и граничных условий на стенках волновода, кроме стенки со щелями, имеют вид

$$E_{y1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_{n\varepsilon} \cos h_p y e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} \left[e^{-i\beta_{n1}^{\varepsilon} x} - e^{i\beta_{n1}^{\varepsilon} (2a+x)} \right];$$

$$H_{y1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_{n\mu} \sin h_p y e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} \left[e^{-i\beta_{n1}^{\mu} x} + e^{i\beta_{n1}^{\mu} (2a+x)} \right];$$

$$E_{y2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n\varepsilon} \cos h_p y e^{i\beta_{n2}^{\varepsilon} x} e^{i\gamma_{n\varepsilon} z};$$

$$H_{y2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n\mu} \sin h_p y e^{i\beta_{n2}^{\mu} x} e^{i\gamma_{n\varepsilon} z},$$

где

$$\beta_{nj}^{\varepsilon} = \sqrt{(k^2 \varepsilon_j \mu_j - h_p^2) \frac{\varepsilon_{yj}}{\varepsilon_j} - \gamma_{n\varepsilon}^2};$$

$$\beta_{nj}^{\mu} = \sqrt{(k^2 \varepsilon_j \mu_j - h_p^2) \frac{\mu_{yj}}{\mu_j} - \gamma_{n\varepsilon}^2}; \quad \gamma_n = \gamma_0 + \frac{2\pi n}{l}; \quad h_p = \frac{p\pi}{b};$$

$$p = 0, 1, 2, \dots$$

(a — ширина прямоугольного волновода, b — высота волноводов).

Удовлетворяя граничным условиям на стенке со щелями, приходим к системе четырех уравнений, типа рассмотренных в [1]

$$\sum_{(n)} \bar{D}_{n\varepsilon} e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} = 0 \quad (\text{металл})$$

$$\sum_{(n)} (\bar{D}_{n\varepsilon} \beta_{n1}^{\varepsilon} \Delta_{n\varepsilon} + i \bar{D}_{n\mu} \gamma_{n\varepsilon} \Delta_{n\mu}) e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} = 0 \quad (\text{щель}) \quad (1)$$

$$\sum_{(n)} \left(\bar{D}_{n\mu} \beta_{n1}^{\mu} - i \bar{D}_{n\varepsilon} \gamma_{n\varepsilon} \frac{n_p}{k \mu_1} \right) e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} = 0 \quad (\text{металл})$$

$$\sum_{(n)} (\bar{D}_{n\mu} \alpha_{n\mu} - i \bar{D}_{n\varepsilon} \alpha_{n\varepsilon}) e^{i\gamma_{n\varepsilon} z} = 0 \quad (\text{щель})$$

где

$$\bar{D}_{n\varepsilon} = D_{n\varepsilon} (1 - e^{2i\beta_{n1}^{\varepsilon} a}); \quad \bar{D}_{n\mu} = D_{n\mu} (1 - e^{2i\beta_{n1}^{\mu} a});$$

$$\Delta_{n\varepsilon} = -\gamma_{n\varepsilon} + \frac{(\gamma_{n\varepsilon} h_p)^2}{k^2 \beta_{n1}^{\varepsilon} \beta_{n1}^{\mu} \varepsilon_1 \mu_2} \left(1 - \frac{1}{\theta} \right) - \frac{\varepsilon_2 \beta_{n2}^{\varepsilon}}{\varepsilon_1 \beta_{n1}^{\varepsilon}} \frac{1}{\theta};$$

$$\Delta_{n\mu} = \left(\gamma_{n\mu} + \frac{\mu_1 \beta_{n1}^{\mu}}{\mu_2 \beta_{n2}^{\mu}} \right) \frac{h_p}{k \varepsilon_1}; \quad \alpha_{n\mu} = \gamma_{n\mu} + \frac{\mu_1 \beta_{n1}^{\mu}}{\mu_2 \beta_{n2}^{\mu}} \theta;$$

$$\alpha_{n\varepsilon} = \frac{\gamma_{n\varepsilon} h_p}{\beta_{n2}^{\mu} k \mu_2} (\theta - 1); \quad \theta = \frac{k^2 \varepsilon_2 \mu_2 - h_p^2}{k^2 \varepsilon_1 \mu_1 - h_p^2};$$

$$\gamma_{n\varepsilon} = \frac{1 + e^{2i\beta_{n1}^{\varepsilon} a}}{1 - e^{2i\beta_{n1}^{\varepsilon} a}}; \quad \gamma_{n\mu} = \frac{1 + e^{2i\beta_{n1}^{\mu} a}}{1 - e^{2i\beta_{n1}^{\mu} a}}.$$

Решение системы функциональных уравнений (1) проведем методом сведения их к связанным задачам Римана — Гильберта [1]. Применяя методику комбинирования уравнений на «металле» и «щели», разработанную в [1], в результате решения получим бесконечные системы однородных линейных алгебраических уравнений, для которых справедливы условия Коха:

$$\sum_{(n)} \left[x_n \frac{|n|}{n} \zeta_n^E W_m^n - \delta_m^n x_m \right] - \sum_{(n)} y_n v_n^E W_m^n = 0; \quad (2)$$

$$\sum_{(n)} \left[\bar{y}_n \frac{|n|}{n} \zeta_n^H \bar{W}_m^n - \delta_m^n \bar{y}_m \right] - \sum_{(n)} \bar{x}_n v_n^H \bar{W}_m^n = 0,$$

где

$$x_n = \bar{D}_{n\varepsilon} \bar{\gamma}_n; \quad y_n = [\bar{D}_{n\mu} \alpha_{n\mu} - \bar{D}_{n\varepsilon} i \alpha_{n\varepsilon}] \bar{\gamma}_n;$$

$$\zeta_n^E = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\beta_{n1}^{\varepsilon}}{\gamma_n} \frac{\psi_{n1}^E}{\psi_1^E}; \quad v_n^E = \frac{1}{\psi_1^E} (\psi_{2n}^E - \psi_2^E);$$

$$\psi_{n1}^E = \Delta_{n\varepsilon} - \frac{\gamma_n^2}{\beta_{n1}^{\varepsilon} \beta_{n1}^{\mu}} \frac{h_p}{k_{\mu 2}} \frac{\Delta_{n\mu}}{\alpha_{n\mu}} (\theta - 1);$$

$$\psi_{2n}^E = \frac{\Delta_{n\mu}}{\alpha_{n\mu}}; \quad \psi_2^E = \frac{h_p \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_2}\right)}{k_{\varepsilon 1} \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} \theta\right)};$$

$$\psi_1^E = \frac{[h_p (\theta - 1)]^2}{k_{\varepsilon 1}^2 \mu_1 \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_2} \theta\right) \theta} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 \theta} - 1;$$

$$\zeta_n^H = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\beta_{n1}^{\mu}}{\gamma_n} \frac{\psi_{1n}^H}{\psi_1^H};$$

$$v_n^H = \frac{1}{\psi_1^H} (\psi_{2n}^H - \psi_2^H);$$

$$\psi_{1n}^H = \frac{1}{\alpha_{n\mu}}; \quad \psi_{2n}^H = \frac{h_p}{k_{\mu 1}} \left(\frac{\mu_1 \beta_{n1}^{\mu}}{\mu_2 \beta_{n2}^{\mu}} \frac{\theta - 1}{\alpha_{n\mu}} - 1 \right);$$

$$\psi_1^H = \frac{1}{1 - \frac{\mu_1}{\mu_2} \theta}; \quad \psi_2^H = \frac{h_p}{k_{\mu 1}} \left(\frac{1}{\theta - \frac{\mu_2}{\mu_1}} - 1 \right),$$

$$\gamma_n = \frac{l}{2\pi} \gamma_n; \quad \bar{x}_n = (-1)^n x_n; \quad \bar{y}_n = (-1)^n y_n.$$

Выражения для W_m^n и $\bar{W}_m^n$ приведены в [2].

Приравнявая определитель системы (2) нулю, получим дисперсионное уравнение, из которого находим постоянную распространения γ_0 для собственных волн рассматриваемой структуры.

Если магнитодиэлектрик в первой и во второй областях отсутствует ($\epsilon_j = \epsilon_{xj} = \mu_j = \mu_{yj} = 1$), система уравнений (2) распадается на две бесконечные системы однородных линейных алгебраических уравнений, одна из которых записывается относительно амплитуд E_y составляющей поля, а другая — H_y составляющей поля. Это означает, что в свободном волноводе, связанном посредством щелей с плоско-параллельной областью, могут существовать два типа волн, причем, разделение происходит по поперечным составляющим поля, связанным с направлением металлических полос. Это не волноводные волны, поскольку классификация волноводных волн проводится по продольным составляющим электрического и магнитного полей.

В случае, когда в одной из областей либо в обеих имеется магнитодиэлектрик (изотропный или анизотропный), система уравнений (2) не разделяется, а из решения соответствующего определителя находятся постоянные распространения волн, имеющих все компоненты поля. Исключение составляют типы волн, у которых вариация вдоль координаты, связанной с направлением металлических полос, равна нулю ($h_c = 0$). Дисперсионное уравнение для этих волн записывается в виде

$$\text{Det} \left\{ \frac{|n|}{n} \zeta_n W_m^n - \delta_m^n \right\} = 0, \quad (3)$$

где

$$\beta_{nj}^* = \sqrt{k^2 \epsilon_{uj} \mu_j - \gamma_n^2},$$

$$\zeta_n = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\beta_{n1}^*}{\gamma_n} \frac{\gamma_{n2} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\beta_{n2}^*}{\beta_{n1}^*}}{\frac{\mu_1}{\mu_2} + 1}.$$

Соответствующие поля имеют составляющие H_z , H_y , E_x и рассматривать их можно как возмущенные щелями H_{m0} волны закрытого волновода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адонина А. И. Произвольное падение электромагнитной волны на решетку, расположенную на слое магнитодиэлектрика. Депонированная рукопись, № 2334—74, деп. от 22. 8. 74 г. 17 с.
2. Адонина А. И., Злунничева В. Н. Собственные волны прямоугольного волновода, заполненного анизотропным магнитодиэлектриком, связанного посредством щелей с плоско-параллельной областью. Депонированная рукопись, № 848—76, деп. от 19 марта 1976 г. 10 с.

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЕЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Известно, что при пролете вблизи периодической структуры частица теряет энергию на дифракционное излучение и за счет омических потерь в среде. Наряду с ними существуют потери на возбуждение периодической структуры, аналогичные поляризационным потерям частицы при пролете сквозь вещество. Выход этих потерь в общие потери рассмотрим на простом частном примере.

Определим потери частицы при пролете вблизи отражательной дифракционной решетки с периодом $2l$, глубиной щелей h и шириной $2d$. Рассматривается двухмерная задача. Частица с зарядом q движется со скоростью v на расстоянии a от решетки, параллельно оси y . Ось z направлена перпендикулярно траектории частицы. Начало координат выбрано в плоскости решетки в центре щели. Компоненты Фурье поля в области $z > 0$ записываются в виде

$$\begin{aligned} E_y &= -\frac{iq\gamma}{c} e^{i\frac{k}{\beta}y} e^{-k\gamma(z-a)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \gamma_n B_n e^{ik_a n y} e^{ik\gamma_n z}, \\ H_x &= \frac{q}{c} \operatorname{sign}(z-a) e^{i\frac{k}{\beta}y} e^{-k\gamma(z-a)} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{ik_a n y} e^{ik\gamma_n z}, \quad (1) \\ \beta &= \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}, \quad \gamma_n = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\beta} + \frac{\pi n}{lk}\right)^2}. \end{aligned}$$

Поле в области щелей

$$\begin{aligned} E_y &= \sum_{m=0}^{\infty} g_m C_m \cos \frac{\pi m}{2d} (y+d) \sin g_m (z+h), \\ H_x &= \sum_{m=0}^{\infty} ik C_m \cos \frac{\pi m}{2d} (y+d) \cos g_m (z+h), \quad (2) \\ g_m &= \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi m}{2a}\right)^2}. \end{aligned}$$

Из условия непрерывности в плоскости $z=0$ определяем неизвестные B_n . Для случая узких щелей получаем выражения для

$$B_n = \frac{q}{c} e^{-k\gamma a} \delta_n^0 + \frac{2i0S_n q e^{-k\gamma a}}{c\gamma_n \Delta(k)}, \quad (3)$$

$$\Delta(k) = \operatorname{ctg} kh - i0 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{S_s^2}{\gamma_s},$$

$$S_n = \frac{\sin n\pi\theta}{n\pi\theta},$$

где $\Delta(k) = 0$ — дисперсионное уравнение структуры в приближении узких щелей.

Применимость данного приближения определяется условием $2d \ll \pi\gamma a$. Общие потери частицы можно определить, зная реакцию электрического поля на частицу. Тогда потери частицы на единицу длины пути определяются соотношением

$$-\frac{dW}{dy} = 2q \operatorname{Re} \int_0^\infty E_y d\omega \quad z = a, \quad y = vt. \quad (4)$$

Подставив сюда значение E_y , после ряда преобразований получим потери энергии частиц на периоде структуры:

$$W_{[-l, l]} = 8\pi\theta q^2 \times \\ \times \operatorname{Im} \int_0^\infty \frac{e^{-2x\gamma a}}{\Delta(x)} dx. \quad (5)$$

Здесь введены безразмерные параметры $x = \frac{2l}{\lambda}$, $\tilde{a} = \frac{\pi a}{l}$.

Путь интегрирования в комплексной плоскости $z = x' + ix''$ изображен на рисунке. Здесь даны также линии разреза, соответствующие точкам ветвления функции $\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\beta} + \frac{n}{x}\right)^2}$. При интегрировании выражения (5) можно выделить следующие области.

1. Интеграл в смысле главного значения в пределах

$$\frac{n\beta}{1-\beta} < x < \frac{(n+1)\beta}{1+\beta}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

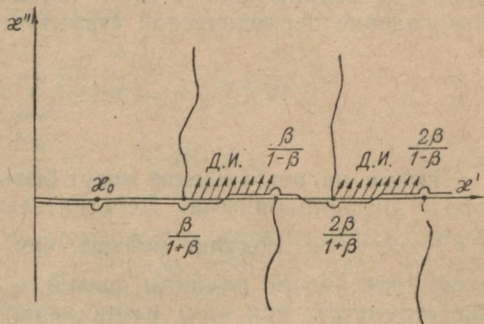
Эта область соответствует режиму поверхностных волн. Легко убедиться, что вклад от этого интеграла в общие потери частицы равен нулю.

2. Область дифракционного излучения соответствует спектральным интервалам

$$\frac{n\beta}{1+\beta} < x < \frac{n\beta}{1-\beta}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Потери частицы на дифракционное излучение определяются соотношением

$$W_{[-l, l]}^{\text{диф}} = -8\pi\theta q^2 \sum_{n=1}^{\infty} \int \frac{\operatorname{Im}(\Delta) e^{-2x\gamma a}}{|\Delta|^2} dx. \quad (6)$$



Важно отметить, что потери на дифракционное излучение экспоненциально убывают с частотой.

3. Обход точек ветвления, которые соответствуют режиму «скольжения», не дает вклада в общие потери частицы.

4. Дисперсионное уравнение $\Delta(x) = 0$ имеет действительный корень x_0 в области $0 < x < \frac{\beta}{1+\beta}$.

Кроме того могут существовать действительные корни x_m в областях

$$\frac{n\beta}{1-\beta} < x < \frac{(n+1)\beta}{1+\beta}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Вклад от полувычетов в этих точках соответствует потерям на возбуждение периодической структуры

$$W_{[-l, l]}^{\text{воз}} = -8\pi^2 \theta q^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-2x_m a}}{\frac{d\Delta}{dx} \Big|_{x=x_m}}. \quad (7)$$

Потери на возбуждение могут быть значительными по сравнению с дифракционными. Действительно, показатель экспоненты в (7) всегда по модулю меньше, чем в (6), поскольку $x_0 < \frac{\beta}{1+\beta}$ и при увеличении глубины щелей $x_0 \rightarrow 0$. Потери на возбуждение структуры при этом увеличиваются, так как с увеличением глубины щелей увеличивается объем резонаторов, возбуждаемых частицей при своем движении. Необходимо отметить, что эти потери существуют и для других типов периодических структур, так как потери возникают на частотах, являющихся действительными корнями дисперсионного уравнения. Существенной особенностью таких потерь, так же как и поляризационных, является то, что они возникают на одной частоте, тогда как дифракционные потери имеют непрерывный спектр.

УДК 621.372.825.4

В. А. КАТРИЧ, С. А. КОНОНЕНКО,
Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

ВЗАИМНЫЕ ЧАСТИЧНЫЕ ПРОВОДИМОСТИ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЩЕЛЕЙ В БЕСКОНЕЧНОМ ЭКРАНЕ

При расчете параметров Х-образных щелей, прорезанных в стенках волновода, когда тангенциальная составляющая электрического поля вдоль щели аппроксимируется набором координатных функций

$$\vec{e}_i = \sum_{s=1}^N \vec{v}_i^0 \frac{1}{a_i} \sin \frac{s\pi (u_i + l_i)}{2l_i}, \quad (1)$$

где u_i и v_i — координаты вдоль и поперек щели; $2l_i$, d_i — соответственно длина и ширина щели; необходимо учитывать внешнее взаимодействие щелей по гармоникам.

Разработана методика определения взаимной связи линейных вибраторов, произвольно ориентированных, но не соприкасающихся друг с другом [1].

Настоящая работа посвящена получению частичных (по отдельным гармоникам функции (1)) взаимных проводимостей, пересекающихся в центрах под прямым углом узких щелей в бесконечном идеально проводящем плоском экране.

Выражение для взаимной проводимости [2] по гармоникам s и r функции (1) между такими щелями (обозначим их индексами 1 и 2) можно записать в виде

$$Y_{12, sr} = \frac{1}{2\pi j \omega \mu d_1 d_2} \int_{S_{щ1}} \sin \frac{\pi}{2l_1} (v + l_1) \frac{\partial^2}{\partial v \partial u} \times \\ \times \int_{S_{щ2}} \frac{e^{-jkR}}{R} \sin \frac{r\pi}{2l_2} (u' + l_2) dS_2' dS_1, \quad (2)$$

где ω — круговая частота; μ — магнитная проницаемость среды; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны в свободном пространстве, координаты v и u направлены соответственно вдоль щелей 1, 2 и отсчитываются от их общего центра; $R = \sqrt{(u - u')^2 + (v - v')^2}$.

Вводя в (2) операцию дифференцирования под знак внутреннего интеграла и учитывая равенство $\frac{\partial R}{\partial v} = -\frac{\partial R}{\partial v'}$, проводим интегрирование по переменным u и v' во внутреннем интеграле. Производя затем замену переменных вида $t = \pm v$, $\varphi = \pm u'$, находим, что взаимная проводимость между щелями 1, 2 ортогональной крестообразной щели по гармоникам s и r тождественно равна нулю, если хотя бы один из индексов s , r принимает нечетное значение.

При этом выражение для взаимной проводимости принимает вид

$$Y_{12, sr} = \frac{2}{\pi j \omega \mu d_1 d_2} (-1)^{\frac{r+s}{2}} \int_{t=-l_1}^{l_1} \int_{\varphi=-l_2}^{l_2} \sin \left(\frac{\pi t}{2l_1} \right) \times \\ \times \sin \left(\frac{r\pi \varphi}{2l_2} \right) \frac{e^{-jkR_d}}{R_d} d\varphi dt, \quad (3)$$

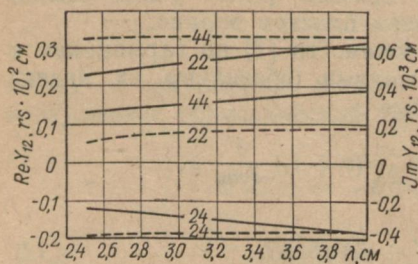
где r и s принимают только четные значения;

$$R_d = \sqrt{\left(t + \frac{d_2}{2}\right)^2 + \left(\varphi + \frac{d_1}{2}\right)^2}.$$

Подынтегральное выражение в (3) обращается в бесконечность в точке $\varphi = -d_1/2$, $t = -d_2/2$. Избавиться от этой особен-

ности можно, исключая из области интегрирования малую область $[t=0, -d_2; \varphi=0, -d_1]$, включающую точку особенности. Интеграл по выделенной малой области можно получить в явном виде, воспользовавшись условием узости щелей $d_{2(1)} \ll \ll 2l_{1(2)}$, $d_{2(1)} \ll \lambda$, что позволяет интегрируемые функции типа $\cos nx$ и e^x представить в виде разложения в ряд по степеням соответствующего малого параметра x . Ограничиваясь в разложении e^x двумя первыми членами разложения и выполняя

операцию интегрирования, получим значение интеграла по выделенной малой области:



$$J = \sin \left(\frac{r\pi d_1}{4l_2} \right) \sin \left(\frac{s\pi d_2}{4l_1} \right) A_r A_s \times \\ \times \left\{ 2d_1 \ln \frac{\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta_0}{2} \right)}{\operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}} - jkd_1 d_2 \right\};$$

где

$$\theta_0 = \arctg \frac{d_2}{d_1}, \quad A_n = 2^{n-1} - \frac{n}{1} 2^{n-3} + \frac{n}{2} \binom{n-3}{1} 2^{n-5} - \\ - \frac{n}{3} \binom{n-4}{2} 2^{n-7} + \dots$$

С учетом (4) выражение для $Y_{12, sr}$ примет вид

$$Y_{12, sr} = -\frac{2}{\pi j \omega \mu d_1 d_2} (-1)^{\frac{r+s}{2}} \left\{ J + \int_{l_1} \int_{s_d} \sin \left(\frac{s\pi t}{2l_1} \right) \times \right. \\ \left. \times \sin \left(\frac{r\pi \varphi}{2l_2} \right) \frac{e^{-jkR_d}}{R_d} d\varphi dt \right\},$$

где $\int_{l_1} \int_{s_d}$ означает, что интегрирование ведется по площади прямоугольника $[t=-l_1, l_1; \varphi=-l_2, l_2]$, исключая площадь $[t=-d_2, 0; \varphi=-d_1, 0]$

На рисунке приведены значения частичных взаимных проводимостей для случая, когда s, r принимают значения 2 и 4 (цифрами на кривых зависимостей $Y_{12, sr}(\lambda)$ указаны соответствующие значения индексов s, r). Длина щелей, составляющих ортогональную крестообразную щель, полагалась равной 14 мм, ширина 1,5 мм. Расчет проводился в диапазоне длин волн 2,5–4,0 см.

В результате проведенных расчетов оказалось, что величина взаимной проводимости практически не зависит от ширины щели, если выполняется условие $d/2l \ll 1$.

Рассчитанная по формуле (5) взаимная проводимость двух щелей по гармоникам $r=s=2$ практически совпадает с учетверенным значением проводимости двух ортогональных полуволновых щелей, концы которых расположены близко друг к другу (но не соприкасаются), полученной пересчетом по принципу двойственности из [3]. Это подтверждает правильность полученных нами результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лавров Г. А. Взаимное влияние линейных вибраторных антенн. М., «Связь», 1975. 127 с.
2. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства, ч. II, М., Изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского. 1959. 551 с.
3. Baker H. La Grone A. Digital Computation of the mutual impedance between thin dipoles. — «Trans. IRE», 1962, AP — 10, N 2, p. 172—178.

УДК 621.396.674.3

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
С. Н. МАТРОСОВ,
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОТКОЙ ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЫ, ОКРУЖЕННОЙ ШАРОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ ИЗ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКА С ПОТЕРЯМИ

При комплексном решении проблемы миниатюризации радиоэлектронной аппаратуры в случае приемных и передающих радиотехнических систем возникают значительные трудности, связанные с созданием миниатюрных антенных устройств. Это вызвано прежде всего тем, что в силу законов электродинамики для эффективного излучения антенны ее размеры должны быть сравнимы с длиной волны. В частности, для коротких вибраторных антенн сопротивление излучения R_{Σ} пропорционально квадрату отношения длины антенны к рабочей длине волны

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0} \right)^2.$$

Одним из возможных путей повышения эффективности антенны является заполнение части пространства, окружающего антенну, магнитоэлектрической средой. А. Р. Вольперт показал [1], что сопротивление излучения диполя Герца, помещенного в центр магнитоэлектрического шара из магнитоэлектрика без потерь на определенных частотах значительно возрастает по сравнению с сопротивлением излучения такого же диполя в свободном пространстве, причем размеры шара, необходимые для эффективной работы антенны, при достаточно больших значениях диэлектрической или магнитной проницаемости материала шара значительно меньше рабочей длины волны.

Успехи физики диэлектриков и синтез в последнее время диэлектриков с большой (порядка 1000) диэлектрической проницаемостью и малыми потерями позволяют реализовать миниатюрные антенны подобного типа.

В настоящей работе теоретически исследовано влияние диэлектрических и магнитных потерь на сопротивление излучения диполя, помещенного в центр магнитодиэлектрического шара.

Известно [2], что в случае сред с магнитодиэлектрическими потерями диэлектрические и магнитные проницаемости являются

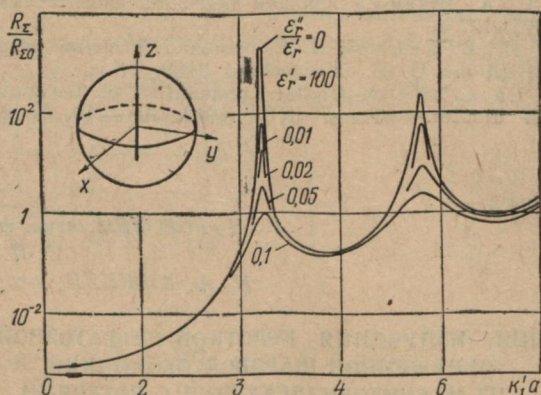


Рис. 1.

комплексными величинами $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, $\mu = \mu' + i\mu''$, причем, если временная зависимость полей выбрана в виде $e^{i\omega t}$, то мнимые части ϵ и μ — отрицательны. Этот факт необходимо учитывать при расчете сопротивления излучения вибраторных антенн, помещенных в центр шара из магнитодиэлектрика с потерями. Исключая в уравнениях Максвелла поле $\vec{E}$, получим следующее уравнение для поля $\vec{H}$:

$$\text{rot rot } \vec{H} - \omega^2 \epsilon \mu \vec{H} = \text{rot } \vec{j}, \quad (1)$$

причем плотность тока $\vec{j}$ равна нулю везде кроме места нахождения диполя.

Введем сферическую систему координат таким образом, чтобы ее центр совпал с центром шара, а ось z с направлением диполя (рис. 1). Тогда в силу осевой симметрии задачи поля оказываются независимыми от координаты φ , что позволяет свести векторное уравнение (1) к скалярному дифференциальному уравнению в частных производных

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r H_\varphi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial (H_\varphi \sin \vartheta)}{\partial \vartheta} \right] + k^2 H_\varphi = 0. \quad (2)$$

Общее решение уравнения (2) согласно [3] имеет следующий вид:

$$H_{\varphi} = [Ai(kr) + B\zeta(kr)] P_1^{(1)}(\cos \vartheta), \quad (3)$$

где

$$i(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{3/2}(z); \quad \zeta(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{3/2}^{(2)}(z);$$

A, B — коэффициенты, подлежащие определению.

Поле излучения диполя Герца может быть найдено путем добавления к известному [4] полю диполя в безграничной среде

с параметрами ϵ, μ , вторичного поля, обусловленного конечностью области заполнения пространства, окружающего диполь, магнито-диэлектрической средой и сшивания электрического и магнитного полей на границе шара. После ряда несложных преобразований получим следующее выражение для

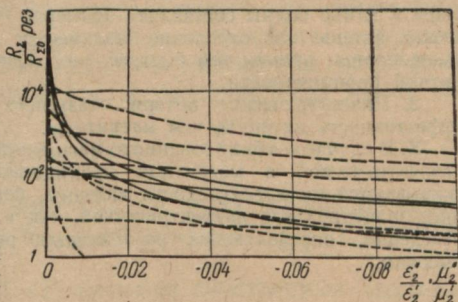


Рис. 2.

отношения сопротивления излучения диполя Герца, помещенного в центр магнито-

диэлектрического шара, к сопротивлению излучения такого же диполя в свободном пространстве:

$$\begin{aligned} \frac{R_2}{R_{20}} = & \left| \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \left[\frac{1}{k_1 a} (\epsilon_r - 1) \left(\cos k_1 a - \frac{\sin k_1 a}{k_1 a} - \sin k_1 a \right) + \right. \right. \\ & + i \left\{ \frac{1}{(k_1 a)^2} (\epsilon_r - 1) \left(\cos k_1 a - \frac{\sin k_1 a}{k_1 a} \right) - \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{\mu_r} \left[\cos k_1 a + (\mu_r - 1) \frac{\sin k_1 a}{k_1 a} \right] \right\} \right|^{-2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r''$, $\mu_r = \mu_r' + i\mu_r''$ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости шара;

$$k_1 = k_1' + ik_1'' = k_0 \sqrt{(\epsilon_r' + i\epsilon_r'')(\mu_r' + i\mu_r'')},$$

k_0 — постоянная распространения свободного пространства.

Легко убедиться, что при $\epsilon_r'' = \mu_r'' = 0$ полученное выражение переходит в формулу (34) работы [1] для сопротивления диполя, окруженного шаровой магнитодиэлектрической оболочкой без потерь.

Результаты расчетов относительного сопротивления излучения диполя Герца даны на рис. 1 в зависимости от величины $k_1 a$. На рис. 2 приведена зависимость резонансных значений

относительного сопротивления излучения от отношения мнимой и действительной частей диэлектрической и магнитной проницаемости.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. В случае малых потерь зависимость сопротивления излучения диполя Герца от частоты носит резонансный характер, причем в резонансных областях сопротивление излучения антенны во много раз превышает сопротивление излучения диполя Герца в свободном пространстве. При этом в случае достаточно больших значений диэлектрической или магнитной проницаемости шара его резонансные размеры оказываются значительно меньше рабочей длины волны. Например, при $\epsilon' = 1000$ для первого резонанса отношение диаметра шара к длине волны составляет примерно $1/20$. С ростом магнитодиэлектрических потерь сопротивление излучения антенны в резонансных областях уменьшается, причем тем быстрее, чем выше значения диэлектрической и магнитной проницаемости.

2. Диэлектрические потери оказывают более существенное влияние на эффективность антенны, чем магнитные.

3. В случае комбинированного магнито-диэлектрического шара при равенстве диэлектрической и магнитной проницаемостей потери в наименьшей мере сказываются на эффективности антенны, поскольку при сравнительно небольших значениях как диэлектрической, так и магнитной проницаемости их произведение, определяющее резонансные размеры шара, оказывается весьма высоким.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольперт А. Р. О сопротивлении излучения вибратора, окруженного шаровой магнито-диэлектрической оболочкой. — «Радиотехника», 1948, т. 3, № 6, с. 29—48.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., «Наука», 1959. 532 с.
3. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966. 735 с.
4. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во Харьк. ун-та, 1960. 284 с.

УДК 621.396.677.71

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук
А. В. ЖИРОНКИНА, А. Г. ЗДОРОВ

НЕСИММЕТРИЧНЫЕ КРЕСТООБРАЗНЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ В СТЕНКАХ ВОЛНОВОДОВ

В [1] предложены кругополяризованные антенны в виде двух ортогональных щелей разной длины, обеспечивающие излучение с эллиптической или круговой поляризацией при прорезании в их торцах и боковых стенках волноводов прямоугольной, круглой или более сложной формы поперечного сечения, в плоскостных и коаксиальных линиях передачи.

В настоящей статье приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик несимметричных

крестообразных щелей, прорезанных в середине широкой и узкой стенок прямоугольного волновода.

Задача возбуждения волновода такой щелью решена в приближении косинусоидального распределения тангенциальной составляющей электрического поля вдоль щели по методике, приведенной в [2]. По этой методике получены формулы для взаимных проводимостей плеч несимметричных крестообразных щелей, прорезанных в середине широкой и узкой стенок бесконечного прямоугольного волновода. Коэффициенты матрицы рассеяния излучателя определяли аналогично [2], поляризационные характеристики находили с использованием векторизованного интеграла Кирхгофа. Из анализа поляризационного отношения поля в дальней зоне следует, что условие излучения поля с круговой поляризацией в направлении главного максимума диаграммы направленности несимметричной крестообразной щели имеет вид

$$\frac{V_{01}l_1}{V_{02}l_2} = \pm i, \quad (*)$$

где l_1, l_2 — длины плеч несимметричной крестообразной щели; V_{01}, V_{02} — напряжения на щелях, составляющих крестообразную; i — мнимая единица.

При решении уравнения (1) внешние собственные проводимости вычисляли по теории вибраторов в соответствии с принципом двойственности, параметры излучателей рассчитывали с учетом и без учета конечной толщины стенки волновода, в которой прорезана щель.

Экспериментальные исследования различных вариантов щелей, прорезанных в середине широкой стенки волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$, показали, что высокий коэффициент эллиптичности ($r \approx 0,9$) достигается при длинах плеч крестообразной щели $2l_1 = 16,5 \text{ мм}$, $2l_2 = 14,5 \text{ мм}$ (рис. 1, правая часть). Результаты численных исследований уравнения (*) совпадают с экспериментальными данными. Для приведенного варианта излучателя наблюдается полное совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей $r(\lambda_0)$ (λ_0 — длина волны в свободном пространстве), если при расчетах учитывается конечная толщина стенки волновода (рис. 1). Коэффициент излучения достигает максимального значения ($|S_z|^2 = 0,47$) на частоте, близкой к резонансной. Провал в зависимости $|S_z|^2(\lambda_0)$ объясняется наличием взаимной связи между плечами несимметричной крестообразной щели.

Как следует из результатов расчета параметров несимметричных крестообразных щелей, прорезанных в узкой стенке волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$, оптимальной для обеспечения круговой поляризации излучения является щель с плечами длиной 14 мм и 12 мм. Экспериментальные исследования такого излучателя подтверждают правильность теоретических выводов. Хорошее совпадение рассчитанных и измеренных зависимостей

$r(\lambda_0)$ наблюдается в том случае, если измерения проводятся для щели в бесконечном экране (рис. 1, левая часть). Наклонная щель в узкой стенке волновода слабо возбуждается, поэтому коэффициент излучения приведенного варианта излучателя не превышает 0,27.

Проведены расчеты энергетических и поляризационных характеристик несимметричных крестообразных щелей, прорезанных в середине широкой и в узкой стенках волновода, сечение которого близко к стандартному (высота волновода равна $0,25\lambda_{кр}$, где $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны волновода). При расчетах

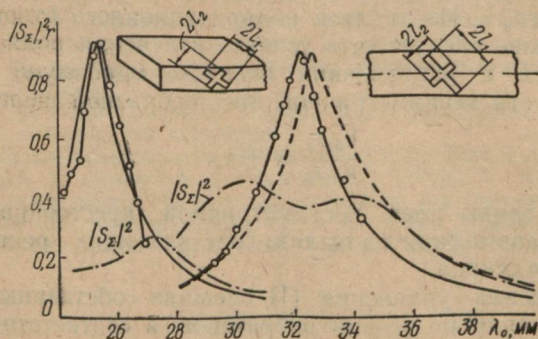


Рис. 1. Зависимость коэффициента эллиптичности r и коэффициента излучения $|S_z|^2$ от длины волны: --- без учета толщины стенки; — с учетом толщины стенки волновода; о—о—о — экспериментальные кривые.

длины щелей изменялись в широких пределах. Как следует из результатов расчетов, в случае щели в середине широкой стенки волновода максимальное значение коэффициента эллиптичности достигается при отношениях длин плеч щелей 1,11—1,13 на частотах, где выполняются соотношения $2l_1/\lambda_0 = 0,507$ или $2l_2/\lambda_0 = 0,45$. Зависимости коэффициента эллиптичности от длины волны имеют резко выраженный резонансный характер, причем полоса частот для определенного уровня r зависит от длины короткой щели. Так, для щелей длиной $2l_2 \leq 0,30\lambda_{кр}$ полоса длин волн по уровню $r \geq 0,5$ не превышает 6%, для щелей длиной $2l_2 = 0,40\lambda_{кр}$ указанная полоса достигает 7,6%. Предельно достижимое значение коэффициента эллиптичности при выбранном отношении длин щелей также зависит от длины короткой щели. На рис. 2 приведены зависимости $r_{max}(l_1/l_2)$, а также значения длин волн $\lambda_{круг}/\lambda_{кр}$, на которых они достигаются. Как следует из этого рисунка, существует оптимальное значение l_2 , при котором коэффициент эллиптичности имеет максимальную величину ($r = 0,865$). Для излучателя в середине широкой стенки волно-

вода оптимальной в этом смысле является длина щели, равная $0,36\lambda_{кр}$. Предельное значение коэффициента эллиптичности достигается на длине волны, составляющей $0,85\lambda_{кр}$ при отношении длин щелей, равном 1,125.

Максимальное значение коэффициента излучения для щели в середине широкой стенки достигается на длине волны, где $2l = 0,47\lambda_0$ и с изменением длины короткой щели от $0,30\lambda_{кр}$ до $0,40\lambda_{кр}$ увеличивается от 0,45 до 0,5. В точках рабочего диапазона частот, где коэффициент эллиптичности имеет максимальное значение, коэффициент излучения принимает значения от 0,32 для $2l_2 = 0,30\lambda_{кр}$ до 0,44 для $2l_2 = 0,40\lambda_{кр}$.

При прорезании щелей в узкой стенке волновода длины их ограничены размером узкой стенки, поэтому в этом случае близкая к круговой поляризация достигается только в коротковолновой (до $0,63\lambda_{кр}$) части рабочей полосы длин волн волновода. В этой части диапазона коэффициент излучения не превышает значения 0,35, причем предельно достижимое значение $|S_z|^2$ увеличивается с увеличением длины короткой щели. При выбранном значении l_2 максимальное значение $|S_z|^2$ достигается при предельном для данного сечения волновода отношении l_1/l_2 . Зависимости $|S_z|^2 (\lambda_0/\lambda_{кр})$ для коротких ($2l_2 \leq 0,24\lambda_{кр}$) щелей имеют один максимум, который наблюдается на длинах волн, где $2l_1 \approx (0,49 - 0,50)\lambda_0$. С увеличением l_2 , начиная со значений $l_1/l_2 \geq 1,13$, в указанных зависимостях появляются два максимума: первый из них — на длинах волн, где выполняется соотношение $2l_2 \approx (0,48 - 0,49)\lambda_0$, второй — где $2l_1 \approx (0,505 - 0,515)\lambda_0$. Зависимость от длины щели значений $2l/\lambda_0$, при которых наблюдаются максимумы коэффициентов излучения, объясняется тем, что в случае наклонной щели в узкой стенке волновода отношение $2l/\lambda_0$, при котором щель резонансная, увеличивается с увеличением длины щели. Такое же явление наблюдается и при смещении продольной щели от оси широкой стенки волновода [3]. Очевидно, природа возбуждения магнитными токами этих двух типов излучателей имеет общие закономерности.

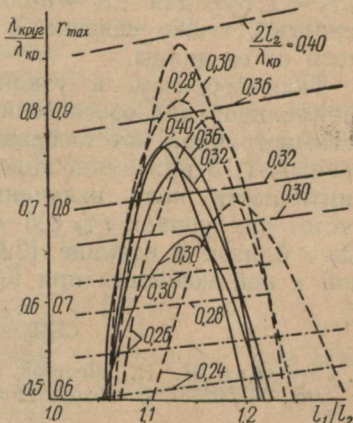


Рис. 2. Зависимость от отношения длин щелей максимального значения коэффициента эллиптичности r_{max} и длины волны $\lambda_{кр}/\lambda_{кр}$, на которой обеспечивается r_{max} ; — $\lambda_{кр}/\lambda_{кр}$ } — в середине широкой стенки;
— r_{max} }
— $\lambda_{кр}/\lambda_{кр}$ } — в узкой стенке волновода;
— r_{max} }

Для излучателя в узкой стенке волновода предельно достижимая полоса частот по уровню $r \geq 0,5$ составляет 8,2% для длины щели $2l_2 = 0,28\lambda_{кр}$ и отношения длин щелей 1,18. Максимальное значение коэффициента эллиптичности такой щели равно 0,84. С отклонением от указанных размеров щелей полоса частот для $r \geq 0,5$ уменьшается.

Как следует из рис. 2, предельно достижимое значение r увеличивается с увеличением длины короткой щели. Отношение длин щелей, при котором достигается $r_{пред}$, при этом уменьшается. Так, для щели длиной $2l_2 = 0,24\lambda_{кр}$ $r_{пред}$ достигается при $l_1/l_2 = 1,185$, для $2l_2 = 0,30\lambda_{кр}$ — при $l_1/l_2 = 1,13$. Это явление, вероятно, также связано с зависимостью резонансных свойств щели от ее длины.

Таким образом, в узкой стенке волновода высотой $0,25\lambda_{кр}$ оптимальной для обеспечения круговой поляризации является несимметричная крестообразная щель с отношением длин плеч, равным 1,13 при длине короткой щели $0,30\lambda_{кр}$. Коэффициент эллиптичности поля излучения такой щели равен 0,96, полоса частот для уровня $r \geq 0,5$ составляет 6,8%. На длине волны, где r близок к единице ($0,627\lambda_{кр}$), щель излучает 26% подводимой к ней мощности при КСВН, равном 1,32.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н. Н. Щелевой излучатель с круговой поляризацией. Авт. свид. № 502567 с приоритетом от 25.VII.1973. — «Бюл. изобрет.», 1977, 21.
2. Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Катрич В. А. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями. — «Антенны», 1975, вып. 22, с. 46—60.
3. Яцук Л. П., Смирнова И. В. Внутренние проводимости нерезонансных щелей в прямоугольном волноводе. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1967, т. X, с. 359—369.

УДК 621.372.852

Н. И. УКРАИНЕЦ,

Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЦИЛИНДР В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В настоящее время малые диэлектрические резонансные рассеиватели ($a/\lambda_g \ll 1$) применяются в основном для создания малогабаритных СВЧ фильтров, а также для измерения высоких значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков [1—4].

Метод резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрической сфере [3] дает более высокую точность в определении параметров диэлектриков, чем приближенные решения для диэлектрических резонаторов [1, 2].

В данной работе экспериментально исследуется резонансное рассеяние электромагнитных волн на цилиндрических неоднородностях из сегнетокерамики с $\epsilon = 92$ в прямоугольном волноводе. Измерения проводили в 3-см диапазоне волн. Диски и цилиндры размещали в геометрическом центре поперечного сечения волновода. Начальное положение цилиндрических неоднородностей в волноводе такое, что их плоскости параллельны плоскости поперечного сечения волновода, т. е. $\theta = 0$, $\varphi = 0$ и $\psi = 0$, где θ , φ и ψ — соответственно эйлеровские углы прецессии, нутации и чистого вращения. Ниже приведены эмпирические формулы для определения положения резонансов в зависимости от параметров дисков и цилиндров при различных ориентациях в прямоугольном волноводе.

Диски. 1. $\theta = 0$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$. Плоскость диска параллельна плоскости поперечного сечения волновода. Такая ориентация дисков в волноводе подробно изучена в работах [4, 5] и положение резонансов первого порядка определяется следующими соотношениями:

$$\lambda_s^{(1)} = (1,36 \pm 0,02) a \sqrt{\epsilon} \sqrt[4]{b/a}; \quad (1)$$

$$\lambda_m^{(1)} = (1,49 \pm 0,03) b \sqrt{\epsilon} \sqrt[3]{a/b}, \quad (2)$$

где $\lambda_s^{(1)}$, $\lambda_m^{(1)}$ — длины волн в свободном пространстве для резонансов электрического и магнитного типа соответственно; a , b — радиус и толщина дисков соответственно.

2. $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$. Плоскость диска параллельна узким стенкам волновода. Данная ориентация характеризуется полным исчезновением резонансов магнитного типа первого порядка. Электрические резонансы незначительно смещаются в сторону увеличения длины волны, но эти смещения не превышают 0,4—0,5% по сравнению с предыдущей ориентацией.

3. $\theta = 0$, $\varphi = 90^\circ$, $\psi = 0$. Плоскость диска параллельна широким стенкам волновода. При такой ориентации диска в волноводе наблюдается значительное смещение резонансов электрического типа первого порядка в сторону уменьшения длины волны. При этом зависимость положения резонансов электрического типа первого порядка становится следующей:

$$\lambda_s^{(1)} = (1,28 \pm 0,02) a \sqrt{\epsilon} \sqrt[4]{b/a}. \quad (3)$$

Резонансы магнитного типа первого порядка остаются практически неизменными по частоте при сравнении с начальным положением диска.

Такое поведение резонансов электрического и магнитного типа первого порядка в зависимости от ориентации диска в волноводе объясняется конфигурацией электромагнитного поля волны H_{10} в прямоугольном волноводе и тем обстоятельством

что для дисков $\frac{a}{\lambda_g} \ll 1$ и $\frac{b}{\lambda_g} \ll 1$, где λ_g — длина волны в волноводе.

Цилиндры. $\theta = 0$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$. Увеличение толщины дисков, т. е. переход к цилиндрам ($\frac{b}{D} > 1$, где D — диаметр цилиндра), характеризуется возникновением резонансов второго, третьего и более высоких порядков. На рис. 1 приведены зависимости резонансных длин волн от толщины для цилиндра с $\epsilon = 92$ и $a = 2,58$ мм. На рис. 2 изображены зависимости резонансных

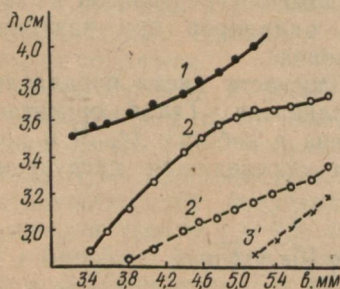


Рис. 1. Зависимость резонансной длины волны от толщины для цилиндра $\varnothing 5,16$ мм, $\epsilon = 92$, $\theta = 0$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$.

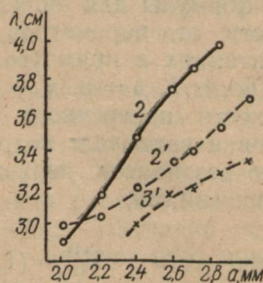


Рис. 2. Зависимость резонансной длины волны от радиуса для цилиндра $b = 6$ мм, $\epsilon = 92$, $\theta = 0$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$.

длин волн от радиусов цилиндров при толщине $b = 6$ мм. На этих рисунках сплошные кривые 1 и 2 соответствуют электрическим резонансам первого и второго порядка, а пунктирные кривые 2' и 3' — магнитным резонансам второго и третьего порядка.

Положения резонансов электрического типа первого порядка (кривая 1) для цилиндров уже не подчиняются соотношению (1), как отмечено в работе [4]. Из экспериментальных данных нами получены эмпирические формулы для определения положения резонансов электрического типа первого порядка, а также для резонансов обоих типов второго и третьего порядка.

Ниже приведены эти соотношения:

$$\lambda_g^{(1)} = (1,38 \pm 0,03) a \sqrt{\epsilon} \sqrt[6]{b/a}; \quad (4)$$

$$\lambda_g^{(2)} = (1,07 \pm 0,04) a \sqrt{\epsilon} \sqrt[5]{b^2/a^2}; \quad (5)$$

$$\lambda_m^{(2)} = (0,90 \pm 0,02) \sqrt{\epsilon} \sqrt{ab}; \quad (6)$$

$$\lambda_m^{(3)} = (0,83 \pm 0,01) \sqrt{\epsilon} \sqrt{ab}. \quad (7)$$

При длинах цилиндров порядка 4,6—4,8 мм величина КСВ при резонансах электрического типа второго порядка уменьша-

ется до значений 2—2,2, а затем при дальнейшем увеличении длины вновь происходит значительный рост КСВ резонансов данного типа.

2. $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$. При такой ориентации цилиндра в волноводе электрические резонансы первого и второго порядка практически не смещаются. При длинах цилиндров порядка 4,5—4,8 мм электрические резонансы второго порядка исчезают, а для более длинных цилиндров возникают вновь с дальнейшим увеличением КСВ.

Магнитные резонансы второго порядка смещаются в сторону уменьшения длины волны. Если ввести в рассмотрение коэффициент смещения резонанса, определяемый как $k_\theta = \frac{\lambda_{m\perp}^{(2)}}{\lambda_{m\parallel}^{(2)}}$, где

$\lambda_{m\perp}^{(2)}$ — длина волны магнитного резонанса второго порядка при $\theta = 90^\circ$, а $\lambda_{m\parallel}^{(2)}$ — аналогичная длина волны при $\theta = 0$, то средняя величина этого коэффициента равна приблизительно 0,97.

Магнитные резонансы третьего порядка при такой ориентации цилиндра в волноводе исчезают.

3. $\theta = 0$, $\varphi = 90^\circ$, $\psi = 0$. Резонансы электрического типа первого порядка смещаются в сторону уменьшения длины волны. Коэффициент смещения $k_\varphi = 0,97$. Кривая зависимости резонансной длины волны от толщины цилиндра аналогична кривой 1, но вся смещена ниже.

Электрические резонансы второго порядка для цилиндров с длинами до 5 мм отсутствуют. У цилиндров длиной порядка 6 мм электрические резонансы первого порядка исчезают, но сохраняются резонансы второго порядка электрического типа. Резонансы магнитного типа второго порядка остаются постоянными по частоте, а резонансы третьего порядка отсутствуют.

Из рис. 2 следует, что для цилиндров, как и дисков, существуют вырожденные резонансы. Свойства вырожденных резонансов подробно изучены для дисков в работах [4, 5]. В случае цилиндров характер поведения резонансов в области вырождения в целом остается таким же, как для дисков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Окажа А., Вараш Л. J. The dielectric resonator.—PIRE, 1962, vol. 50, № 10. p. 2115—2126.
2. Ильченко М. Е., Кудинов Е. А. Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. Киев, Изд-во ун-та., 1973. 175 с.
3. Козарь А. И., Хижняк Н. А. К вопросу о точном измерении больших значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков.—В кн.: Радиотехника. Вып. 14. Харьков. 1970, с. 118—128.
4. Украинец Н. И., Хижняк Н. А. Резонансное рассеяние электромагнитных волн на диэлектрических дисках в прямоугольном волноводе.—В кн.: Радиотехника. Вып. 37. Харьков. 1976, с. 79—87.
5. Украинец Н. И., Хижняк Н. А. Исследование резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрических телах правильной формы в прямоугольном волноводе.—В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 1 (13). Харьков. 1975, с. 51—55.