

УДК 621.372.823.1:621.396.67.01

РАССЕЯНИЕ ПОЛЯ ДИПОЛЯ ДВУМЯ СООСНЫМИ ОТРЕЗКАМИ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Н. Н. Мисюра, В. Г. Сологуб

На основе одного из вариантов метода частичного обращения оператора, использующего решение задачи Римана—Гильберта для двух отрезков вещественной оси, аналитически и численно исследована задача о возбуждении продольным электрическим диполем симметричных колебаний в системе двух соосных отрезков круглого волновода конечной длины. Проведен анализ физических характеристик задачи, причем основное внимание уделено случаю, когда характерные размеры отрезков волновода соизмеримы с длиной волны. Выяснено влияние дифракционной связи между отрезками волновода на спектр и амплитуды возбуждаемых колебаний. Изучено влияние цилиндрического экрана, расположенного над плоской идеально отражающей поверхностью, на излучение антени в направлениях, близких к горизонту. Проведено сопоставление полученных результатов с методом ГТД.

Задача о дифракции электромагнитных волн на отрезке круглого волновода изучена достаточно подробно [1—5]. В настоящей работе проведено строгое в математическом отношении исследование симметричных колебаний системы двух одинаковых соосных отрезков круглого волновода конечной длины, возбуждаемых продольным электрическим диполем. Основное внимание при этом уделено случаю, когда характерные размеры волноводов соизмеримы с длиной волны. Исследование тесно связано с теорией антенных вибраторов, анализом электромагнитной связи открытых резонансных структур, изучением характеристик некоторых специальных типов антенных систем и т. п. Отметим, что основными подходами при анализе подобного рода задач были методы геометрической теории дифракции, основанные на понятии коэффициента дифракционной связи, применимость которых в какой-то мере физически оправдана в квазиоптическом случае и несомненно требует как математического обоснования, так и оценки возникающей погрешности.

Исследование проведено методом частичного обращения оператора, существенно использующим решение задачи Римана—Гильберта для системы двух отрезков вещественной оси и позволяющим свести рассматриваемую задачу к решению одного интегрального уравнения Фредгольма второго рода с гладким ядром достаточно простой структуры [6, 7]. Функцией, подлежащей определению из интегрального уравнения, является преобразование Фурье плотности поверхностного тока, наводимого падающим полем на стенках отрезков волновода. Эта функция полностью определяет все характеристики возбужденного поля.

Отметим, что аналогичный подход был использован в работе [7] при анализе рассеивающих свойств системы двух дифракционно связанных открытых ленточных резонаторов.

1. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ФРЕДГОЛЬМА 2-го РОДА. СЛУЧАЙ УЗКИХ КОЛЕЦ

Два одинаковых соосных отрезка круглого волновода радиуса a с бесконечно тонкими идеально проводящими стенками возбуждаются продольным электрическим диполем, расположенным в некоторой фиксированной точке на их общей оси. Задача определения возникающего электромагнитного поля, очевидно, сводится к нахождению единственной, отличной от нуля составляющей электрического вектора Герца, ориентированного вдоль направления момента диполя, которую, учитывая симметрию задачи, можно искать в виде

$$\Pi(\rho, \xi) = \frac{p}{l} \int_{-\infty}^{\infty} X(\lambda) \begin{cases} H_0^{(1)}(ga) J_0(gp), & \rho < a \\ J_0(ga) H_0^{(1)}(gp), & \rho > a \end{cases} e^{i\lambda\xi} d\lambda. \quad (1)$$

Здесь p — момент диполя, a — радиус волноводов, $\alpha = a/l$ ($2l$ — общая длина системы), $g = \sqrt{\kappa^2 - \lambda^2}$, $\kappa = kl$, k — волновое число, ρ, ξ — отнесенные к половине длины системы координаты точки наблюдения в цилиндрической системе координат с началом, расположенным посередине между отрезками волноводов на их общей оси. Знак $\sqrt{\kappa^2 - \lambda^2}$ выбран таким образом, что $\operatorname{Im} g \geq 0$, когда $|\lambda| > \kappa$, а когда $|\lambda| < \kappa$, то $\operatorname{Re} g \geq 0$.

Условие непрерывности рассеянного поля всюду вне стенок волноводов и обращение на них в нуль тангенциальной составляющей полного электрического поля приводят к следующей системе парных интегральных уравнений, которым должна удовлетворять неизвестная функция $X(\lambda)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} X(\lambda) e^{i\lambda\xi} d\lambda = 0, \quad |\xi| < \delta, \quad |\xi| > 1, \quad (2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} X(\lambda) g^2 J_0(ga) H_0^{(1)}(ga) e^{i\lambda\xi} d\lambda = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g^2 H_0^{(1)}(ga) e^{-i\lambda\xi_0} e^{i\lambda\xi} d\lambda,$$

$$\delta < |\xi| < 1,$$

где $\delta = d/l$ ($2d$ — расстояние между отрезками), $\xi_0 = z_0/l$, z_0 — расстояние диполя от начала координат.

Эта система относится к типу, исследованному ранее в [7] для случая двух отрезков плоского волновода, поскольку имеет место представление

$$g^2 J_0(ga) H_0^{(1)}(ga) = \frac{i}{\pi\alpha} |\lambda| (1 - \epsilon(\lambda)),$$

где $\epsilon(\lambda) = O(\lambda^{-2})$ при $|\lambda| \rightarrow \infty$.

Таким образом, используя решение задачи Римана—Гильберта для двух отрезков вещественной оси, из (2) можно прийти к интегральному уравнению Фредгольма 2-го рода относительно искомой функции $X(\lambda)$:

$$X(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\mu) \epsilon(\mu) U_{\lambda}^{\mu} d\mu - \frac{\pi\alpha}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g^2 H_0^{(1)}(ga) U_{\lambda}^{\mu} e^{-i\mu\xi_0} d\mu, \quad (3)$$

где функция U_{λ}^{μ} имеет вид .

$$U_{\lambda}^{\mu} = \lambda^{-1} \left\{ W_{\lambda}^{\mu} - \frac{1}{2\mu} S_0(\lambda) [S_0''(\mu) + \gamma S_0(\mu)] \right\}.$$

При этом

$$\begin{aligned} W_{\lambda}^{\mu} = & \frac{1}{2(\lambda - \mu)} \left\{ S_0''(\lambda) S_0(\mu) - S_0(\lambda) S_0''(\mu) + \lambda [S_0'(\lambda) S_0''(\mu) - \right. \\ & - S_0''(\lambda) S_0'(\mu)] + \frac{\lambda}{2} (1 + \delta^2) [S_0'(\lambda) S_0(\mu) - S_0(\lambda) S_0'(\mu)] + \\ & \left. + \frac{\lambda}{2} [S_1(\lambda) S_0(\mu) - S_0(\lambda) S_1(\mu)] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$S_0(\lambda) = \frac{2}{\pi} \int_{\delta}^1 \frac{\sin \lambda \xi d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - \delta^2)(1 - \xi^2)}}, \quad S_1(\lambda) = \frac{2\lambda}{\pi} \int_{\delta}^1 \sqrt{(\xi^2 - \delta^2)(1 - \xi^2)} \sin \lambda \xi d\xi,$$

$\gamma = E(\sqrt{1 - \delta^2})/K(\sqrt{1 - \delta^2})$, $K(x)$ и $E(x)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Из (3) при $\delta \rightarrow 0$ приходим к исследованному ранее случаю одного отрезка круглого волновода длины $2l$ [5].

Отметим, что функция $X(\lambda)$, подлежащая определению из интегрального уравнения, с точностью до постоянного множителя является преобразованием Фурье плотности поверхностного тока, наводимого падающим полем на стенах волноводов,

$$j(\xi) = - \frac{c \times p}{2\pi^2 \alpha l^3} \int_{-\infty}^{\infty} X(\lambda) e^{i\lambda \xi} d\lambda, \quad (4)$$

где c — скорость света.

Отсюда или из (1) находим выражение для распределения в пространстве излучаемой энергии

$$P(\theta) = \frac{cp^2 k^4}{8\pi} \sin^2 \theta |\exp(-i\alpha \xi_0 \cos \theta) - 2iX(\alpha \cos \theta) J_0(\alpha \sin \theta)|^2. \quad (5)$$

Полная излученная энергия при этом определяется из соотношения

$$P = 2\pi \int_0^{\pi} P(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

Аналогично [6] можно показать разрешимость полученного уравнения (3) в классе функций, обеспечивающем выполнение условия конечности энергии рассеянного поля в любой ограниченной области пространства, и возможность при

$$\alpha(1 - \delta) \ll 1 \quad \text{и} \quad (1 - \delta)/\alpha \ll 1 \quad (7)$$

нахождения его решения методом последовательных приближений.

Ограничивааясь первым приближением, получим

$$X(\lambda) = - \frac{\pi\alpha}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g^2 H_0^{(1)}(g\alpha) U_{\lambda}^{\mu} e^{-i\mu \xi_0} d\mu \left[1 + O \left(\left(\alpha^2 + \frac{1}{\alpha^2} \right) (1 - \delta)^2 \right) \right].$$

Отсюда, учитывая представление для U_λ^μ , находим

$$X(\kappa \cos \theta) = \frac{i\pi \alpha \kappa^3}{4} \left(\frac{1 + \delta^2}{2} - \gamma \right) [e^{-i\kappa \cos \theta} C(1 - \xi_0, \alpha) + \\ + e^{i\kappa \cos \theta} C(1 + \xi_0, \alpha)] \left[1 + O\left(\left(\kappa^2 + \frac{1}{\alpha^2}\right)(1 - \delta)^2\right)\right], \quad (8)$$

где

$$C(\xi, \alpha) = \left(1 + \frac{1}{\kappa^2} \frac{d^2}{d\xi^2}\right) \frac{\exp(i\kappa \sqrt{\alpha^2 + \xi^2})}{\kappa \sqrt{\alpha^2 + \xi^2}}.$$

Заметим, что при $1 - \delta \ll 1$

$$\frac{1 + \delta^2}{2} - \gamma = \frac{(1 - \delta)^2}{4} [1 + O((1 - \delta)^2)].$$

В этом случае определяемое выражением (5) распределение излучаемой энергии по углам наблюдения с погрешностью $O((1 - \delta)^4)$ будет таким, как если бы взаимодействие между отрезками волновода отсутствовало. Это же относится и к структуре дифрагированного поля в любой точке пространства.

Когда узкие отрезки волновода находятся достаточно близко друг от друга, их «взаимодействие» с указанной в (8) погрешностью в выражении (5) описывается множителем $(1 + \delta^2)/2 - \gamma$ и носит квазистатический характер.

Заметим, что, как следует из (8), при расстояниях между отрезками волновода, больших половины длины волны, возникает дополнительная изрезанность диаграммы направленности излучения. Дополнительные к бриллюэновским направлениям нули диаграммы рассеянного поля при $\xi_0 \ll 1$ и $\xi_0 \gg 1$ определяются из соотношения

$$\kappa l \cos \theta = (2n - 1)\pi/2, \text{ где } n = 0, \pm 1, \dots, \pm [kl],$$

и связаны с интерференцией полей, рассеянных каждым из отрезков волновода в отдельности.

Принимая во внимание (8), из (6) приходим к следующему выражению для сопротивления излучения диполя в присутствии двух узких по сравнению с длиной волны и диаметром отрезков круглого волновода:

$$R = \frac{P}{P_d} = 1 + \frac{3\pi \alpha \kappa^3}{4} \left(\frac{1 + \delta^2}{2} - \gamma \right) \operatorname{Im} [C^2(1 - \xi_0, \alpha) + C^2(1 + \xi_0, \alpha)],$$

где $P_d = ck^4 p^2/3$ — энергия излучения диполя в свободном пространстве. Отсюда при $\kappa \ll 1$, $\kappa \xi_0 \ll 1$ ($\kappa \alpha$ — произвольно) находим

$$R = 1 + \frac{3\pi}{2\kappa^3 \alpha^5} \left(\frac{1 + \delta^2}{2} - \gamma \right) \times \\ \times [-2\kappa \alpha (1 - \kappa^2 \alpha^2) \cos 2\kappa \alpha + (1 - 3\kappa^2 \alpha^2 + \kappa^4 \alpha^4) \sin 2\kappa \alpha]. \quad (9)$$

Таким образом, излучение диполя в присутствии двух узких отрезков волновода будет приближаться к случаю свободного пространства при уменьшении их ширины, при увеличении их диаметра или при уменьшении частоты излучения при фиксированном отношении диаметра к длине волны.

Случай одного отрезка волновода шириной $2l$ получаем из (8), полагая $\delta \rightarrow 0$ (при этом, очевидно, должно быть $\kappa \ll 1$), в результате находим

$$R = 1 + (3\pi\alpha\kappa^3/4) \operatorname{Im} C^2(\xi_0, \alpha).$$

Отметим, что из (4) вытекает следующее представление для поверхностного тока, наводимого полем диполя на стенках отрезков волновода:

$$j_{\pm}(\xi) = i \frac{cp}{2} k^4 l C(1 \mp (\xi_0, \alpha)) \int_{|\xi|}^1 \frac{(t^2 - \gamma) dt}{V(1 - t^2)(t^2 - \delta^2)}, \quad \delta < |\xi| < 1.$$

Отсюда при $\delta \rightarrow 0$ приходим к полученному ранее [5] выражению для поверхностного тока, наводимого на одном отрезке волновода шириной $2l$:

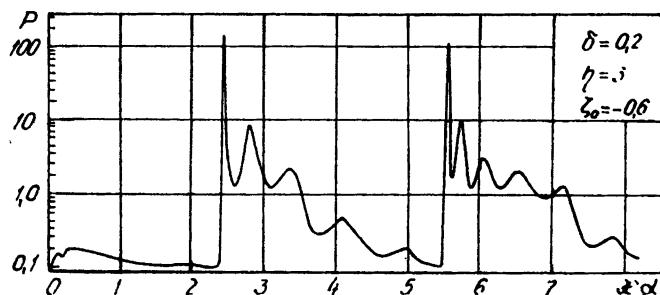
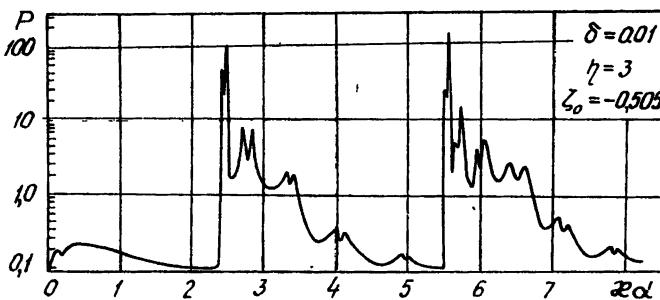
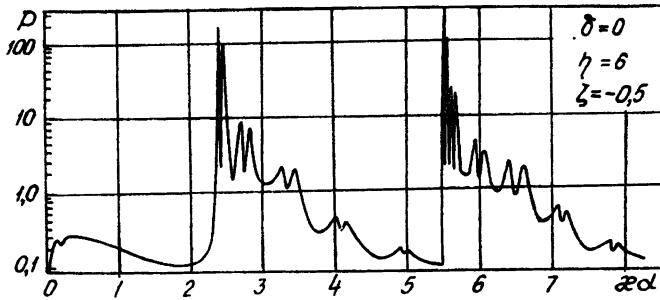
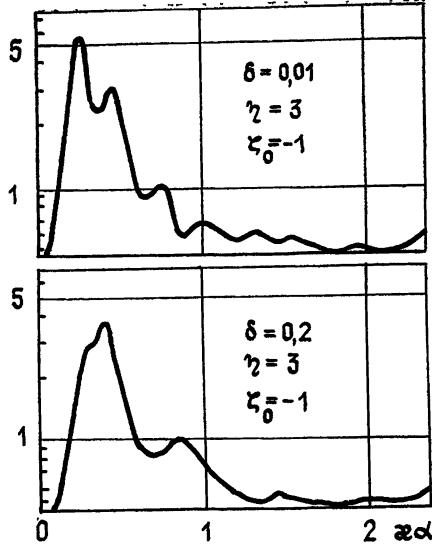
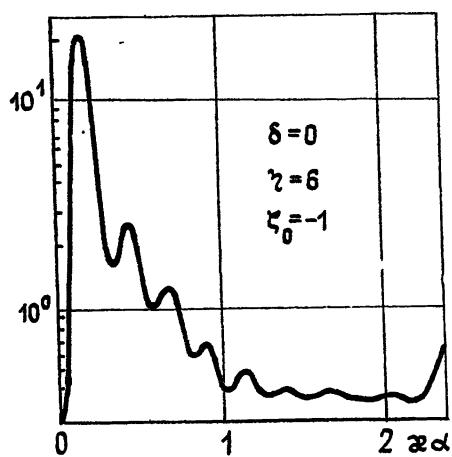
$$j(\xi) = i \frac{cp}{2} k^4 l C(\xi_0, \alpha) \sqrt{1 - \xi^2}.$$

2. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ. МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ТОК

Метод последовательных приближений применим для весьма ограниченной области параметров задачи, определяемой неравенствами (7). В общем случае решение уравнения (3) может быть получено с помощью численных методов. При проведении расчетов нами была использована та же схема вычислений, что и в работах [5, 7]. Погрешность вычислений оценивалась по балансу комплексных мощностей и по точности выполнения граничных условий на стенках волновода. Для энергетических характеристик рассеяния гарантированная погрешность была меньше 1%.

На рис. 1 приведены полученные численно типичные частотные зависимости полной излученной энергии, отнесенной к энергии излучения диполя в свободном пространстве при различной длине отрезков волновода, различном расстоянии между ними и различных положениях диполя. В закритическом случае ($\kappa\alpha < \mu_1$, μ_1 — первый корень $J_0(x)$), как показано в [5], отрезок волновода чем он длиннее, тем лучше экранирует поле размещенного внутри него диполя. Некоторое увеличение излучения при длине отрезка, несколько меньшей половины длины волны, связано с возбуждением на внешней его стенке стоячей волны поверхностного тока, распространяющейся со скоростью света и хорошо отражающейся от его концов, и соответствует слабому «вытеканию» поля из отрезка закритического волновода. Это увеличение носит резонансный характер, который выражен тем отчетливей, чем ближе диполь расположен к концу отрезка и чем больше длина отрезка волновода. В последнем случае он проявляется также при длине волновода, несколько меньшей целого числа полуволн, однако добротность и амплитуда соответствующих пиков существенно ниже, чем при возбуждении не имеющей осцилляций по длине отрезка стоячей волны основного типа (когда длина волновода близка к половине длины волны). Эти особенности частотной зависимости в закритическом случае сохраняются и при двух разнесенных отрезках волновода. Отметим только, что при резонансных значениях длин отрезков фазы наводимых на их стенах поверхностных токов отличаются на величину, близкую к π , и что при несимметричном положении диполя амплитуда поверхностного тока больше на том отрезке, который ближе к диполю. При сближении отрезков закритического волновода на расстояниях порядка $\lambda/12$ начинают проявляться «связанные» типы поверхностных колебаний при

a)

б)
Рис. 1.

длинах отрезков, близких к нечетному числу четвертей длины волн, которые при $\delta \rightarrow 0$ переходят в колебания отрезка волновода удвоенной длины с четным распределением поверхностного тока вдоль его стенки. Наивысшую амплитуду и добротность при этом имеет основной тип колебаний, которому соответствует распределение поверхностного тока, не имеющее осцилляций по длине отрезка. Поверхностные колебания отдельных отрезков при их сближении переходят в колебания нечетного типа отрезка волновода удвоенной длины с несущественными изменениями их добротности и некоторой сдвигкой собственных частот в сторону больших значений. Из сказанного выше следует, что узкая поперечная щель в середине отрезка закритического волновода приведет к сдвигке резонансных частот, соответствующих четному распределению поверхностного тока в сторону больших значений, нечетному распределению — в сторону меньших, существенному уменьшению излучения в резонансных частотах четного распределения поверхности тока и несущественному его изменению при остальных докритических частотах. Наиболее сильно влияние узкой поперечной щели скажется на мощности излучения в резонансной частоте, соответствующей основному колебанию поверхности типа. Так, щель относительной ширины $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ приведет к уменьшению мощности излучения на частоте основного типа колебаний на 57%.

В случае, когда частота излучения достаточно велика ($\alpha > \mu_1$), отрезки волновода, если их длина больше $\lambda/2$, ведут себя как два дифракционно «связанных» открытых резонатора. В этом случае резко проявляется другой тип резонансного рассеяния, обусловленный возбуждением в них собственных симметричных электрических колебаний типа E_{0nm} . При достаточном удалении отрезков волновода друг от друга резонансы группируются вблизи частот собственных электрических колебаний соответствующих закрытых резонаторов с граничным условием $E_{tg} = 0$ на их стенках с некоторой сдвигкой в сторону меньших значений. Добротность резонансов, так же как и амплитуды возбуждаемых колебаний, ввиду наличия излучения из открытых концов отрезков волновода являются конечными величинами. Они растут вместе с ростом радиального индекса и резко падают при увеличении продольного индекса m . Мощность излучения в резонансных частотах растет с увеличением длины отрезков волновода и уже при относительной их длине $\eta = (1 - \delta)/2\alpha \geq 3$ может на несколько порядков превосходить мощность излучения диполя в свободном пространстве (при условии, что источник находится внутри одного из них). Аналогичным образом в резонансных частотах ведут себя амплитуды колебаний, возбуждаемых в отрезке волновода, содержащем диполь; в свободном от источника колебаний отрезке волновода они существенно меньше. При этом фазы электромагнитных колебаний, возбуждаемых внутри каждого из отрезков волновода, отличаются на величины, близкие к $\pm\pi$, т. е. колебания в отрезках волноводов в каждой из резонансных частот противофазны.

Отметим, что в случае отрезков волновода, в котором могут распространяться без затухания несколько волноводных волн типа E_{0n} , зависимость мощности излучения от частоты определяется в основном резонансным отражением от открытых концов волн высшего типа, а вклад волн низшего типа в этой зависимости проявляется лишь в некотором увеличении ее общего уровня.

При сближении отрезков волновода начинают проявляться эффекты, обусловленные дифракционным «взаимодействием» между ними. Происходит сдвигка резонансных частот в сторону больших значений, которая тем больше, чем короче отрезки волновода и чем меньше резонансная частота. Амплитуды и добротность

воздуждаемых в резонансах колебаний растут вплоть до расстояний, при которых в отрезках волновода возникают обладающие большей добротностью «связанные» синфазные (четные) колебания, собственные частоты которых лежат между частотами противофазных (нечетных) типов колебаний, соответствующих достаточно удаленным отрезкам волновода.

Амплитуды и добротность синфазных колебаний резко возрастают при дальнейшем сближении отрезков волноводов и приближаются к значениям, которые имеют собственные колебания, возбуждаемые диполем в одном отрезке волновода удвоенной длины. Возникновение связанных синфазных колебаний происходит при тем меньших расстояниях между отрезками волновода, чем больше их длина. При относительной длине $\eta = (1-\delta)/2\alpha \sim 1$ это расстояние не превышает $\lambda/4$. Начиная с этих расстояний амплитуды противофазных колебаний падают вплоть до значений, которые они принимают в случае отрезка волновода удвоенной длины.

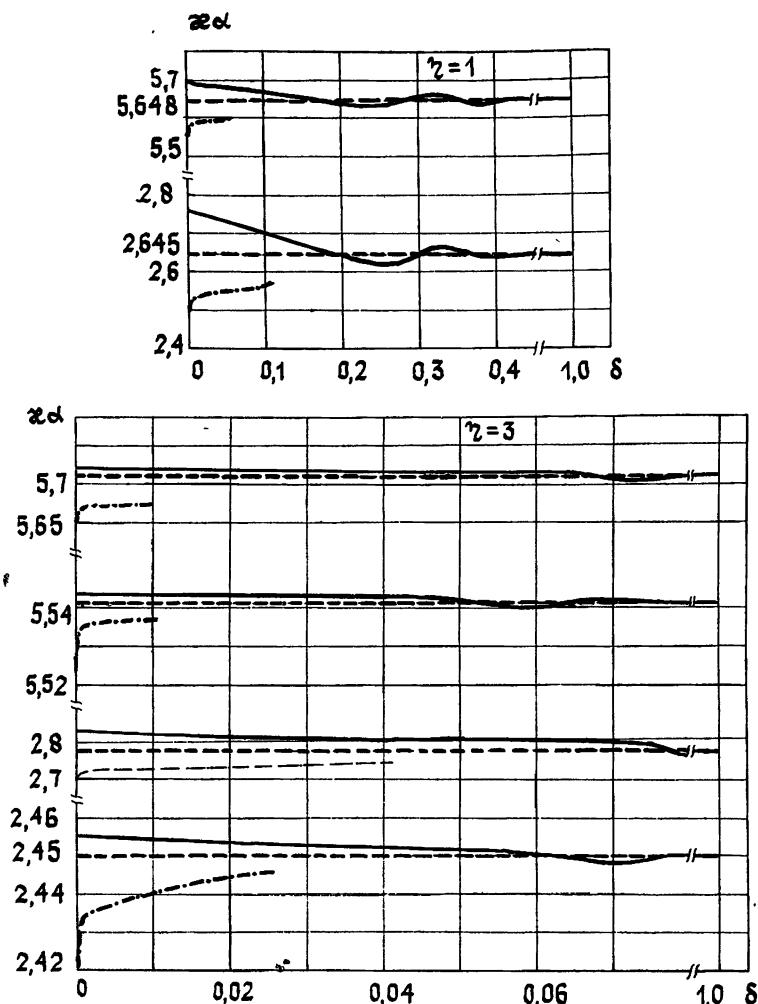
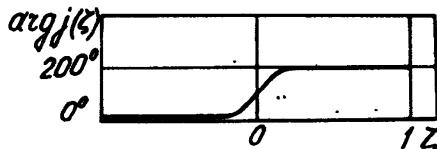
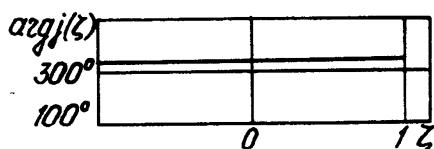
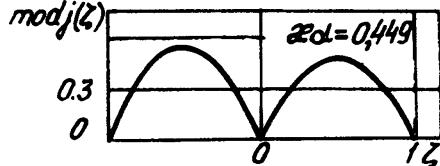
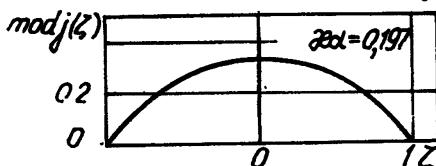


Рис. 2.

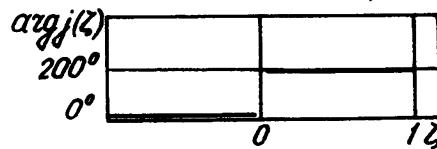
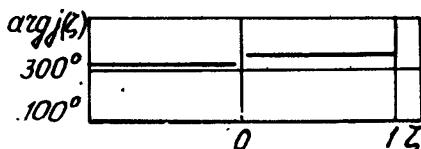
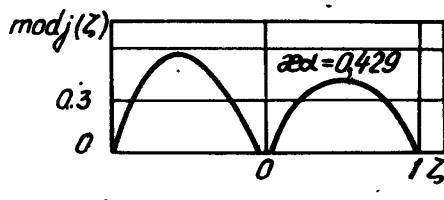
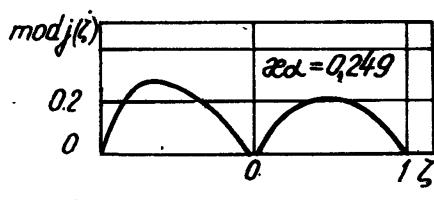
Таким образом, дифракционное «взаимодействие» между отрезками волноводов приводит к удвоению спектра собственных частот, к

сдвигке резонансных частот, соответствующих отдельным отрезкам волновода, в сторону больших значений, к появлению отличающихся большей добротностью «связанных» колебаний четного и нечетного типов, к существенному увеличению амплитуды поля в резонаторе, содержащем диполь, и, как следствие, к увеличению мощности излучения. Узкая поперечная щель в середине стенки цилиндрического открытого резонатора приводит к значительному сдвигу его собственных частот четных типов колебаний в сторону больших значений и к существенному уменьшению на этих частотах излучаемой из резонатора энергии за счет уменьшения амплитуды поля внутри резонатора. Так, щель относительной ширины $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ приводит к падению излучаемой мощности на частоте основного типа колебаний E_{010} на 39,6%, а собственная частота при этом меняется на 1,12%. В то же время узкая щель слабо

$$\delta=0, \eta=6, \zeta_0=-1$$



$$\delta=0.01, \eta=3, \zeta=-1$$



$$\delta=0.2, \eta=3, \zeta=-1$$

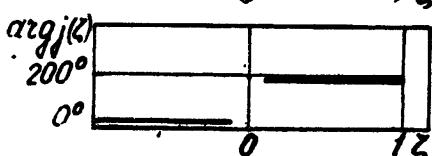
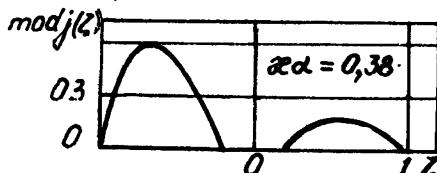
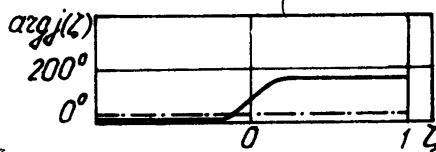
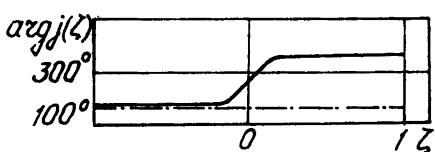
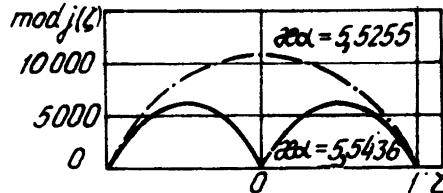
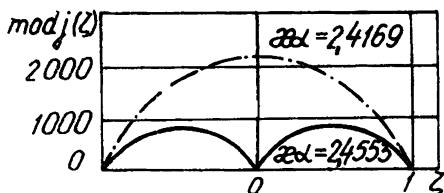
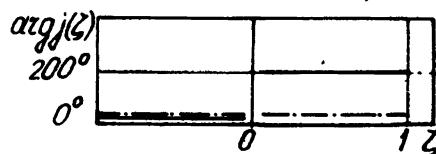
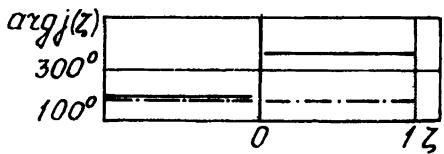
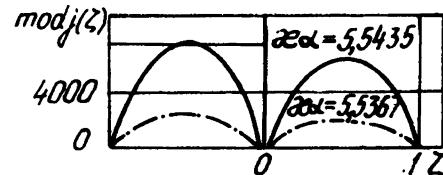
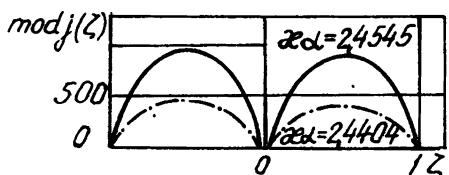


Рис. 3а.

$$\delta = 0, \eta = 6, \zeta_0 = -0.5$$



$$\delta = 0.01, \eta = 3, \zeta_0 = -0.505$$



$$\delta = 0.2, \eta = 3, \zeta_0 = -0.6$$

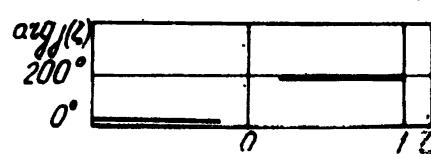
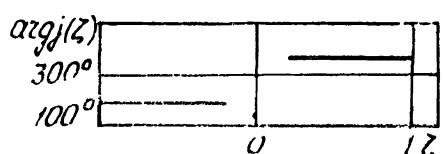
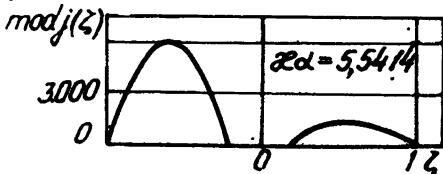
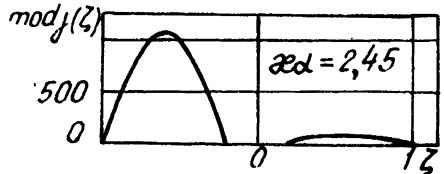


Рис. 36.

сказывается на характеристиках излучения, соответствующих нечетным типам колебаний. Для первого нечетного типа колебаний E_{011} величина мощности излучения при $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ увеличивается на 2,23%, а собственная частота уменьшается на 0,036%. С увеличением ширины щели амплитуды «связанных» колебаний четных типов уменьшаются, нечетных — растут с одновременным сдвигом собственных частот четных типов в сторону больших значений, нечетных — в сторону меньших (рис. 2). Сплошной линией показаны колебания нечетного типа, штрих-пунктирной — четного. Штриховыми линиями соответствуют собственные колебания одиночного резонатора. При ширине щели порядка $\lambda/4$ колебания четных типов практически не возбуждаются, спектр колебаний в этом случае состоит из собственных частот нечетных типов, которые близки к собственным частотам одиночного цилиндрического резонатора вдвое меньшей длины. Однако добротность этих колебаний, так же как и их амплитуды, существенно выше, чем в резонаторе без щели. При щели порядка 2λ связь между колебаниями нечетных типов еще весьма существенна. Полная развязка колебаний наступает при щели порядка 5λ .

Распределение поверхностного тока на стенках отрезков волновода имеет сложный характер, определяемый их длиной, частотой излучения, положением диполя и расстоянием между ними. Однако в резонансном случае характер токораспределения определяется только структурой возбуждаемого собственного колебания и не меняется при перемещении диполя вдоль оси волновода (изменяется лишь его общий уровень). При этом диполь, находящийся в узле электрического поля соответствующего собственного колебания, его практически не возбуждает. Этим свойством можно пользоваться для оценки нерезонансного фона в резонансных условиях.

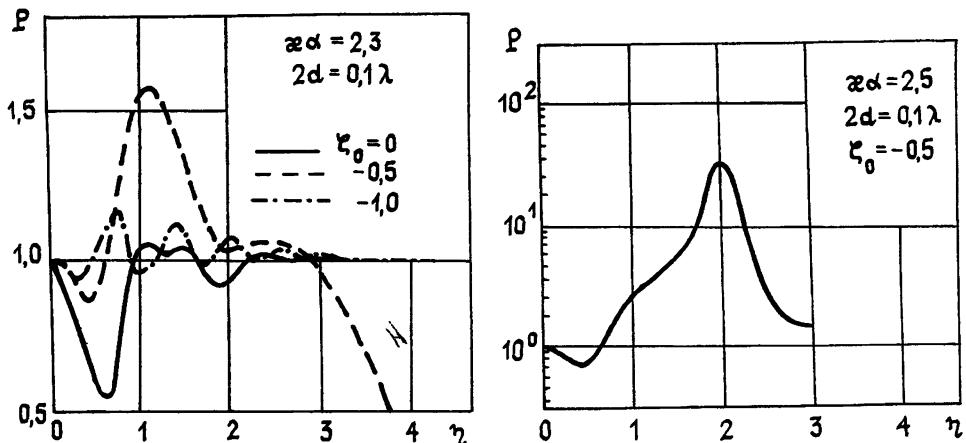


Рис. 4.

Зависимость излучаемой энергии от перемещения диполя внутри какого-либо отрезка волновода повторяет в резонансной частоте характер распределения амплитуды поверхностного тока. В нерезонансных условиях эту зависимость трудно связать с распределением поверхностного тока, которое существенно меняется при перемещении диполя. Отметим, что узкая поперечная щель в стенке открытого цилиндрического резонатора приводит к существенному уменьшению амплитуды поверхностного тока в резонансной частоте, соответствующей четному колебанию, и значительно его меняет в случае нечетного колебания или в нерезонансном случае. Некоторые типичные распределения поверхностного тока приведены на рис. 3.

Зависимость мощности излучения от длины отрезков волновода имеет характер осцилляций, который определяется в основном интерференцией волн, рассеянных каждым из открытых концов волновода (рис. 4). При критических частотах ($\omega < \mu_i$) и диполе, расположенному внутри одного из отрезков, с ростом их длины (параметра $\eta = (1-\delta)/2\alpha$) осцилляции быстро затухают и мощность излучения стремится к нулю тем быстрее, чем меньше α . Максимальным значениям излученной энергии при этом соответствуют частоты «поверхностных» резонансов, при которых длина отрезков близка к целому числу полуволн. При диполе, расположенному между отрезками, осцилляций больше за счет лучших условий возбуждения поверхностных резонансов высших типов, спадают они более медленно и поле приближается (с увеличением η) к полю диполя в присутствии двух разнесенных отрезков круглого волновода бесконечной длины. Аналогичным образом ведет себя мощность излучения при частотах, несколько меньших критических частот круглого волновода. В критических частотах при диполе, расположенному внутри одного из отрезков, с увеличением η глубина осцилляций увеличивается, максимальные значения мощности излучения растут и им соответствуют длины отрезков, несколько меньшие целого числа полуволн. При диполе, находящемся между отрезками, осцилляции спадают и мощность излучения приближается к значению, которое она имеет в предельном случае двух бесконечных отрезков волновода в критической частоте. При частотах, больших первой критической частоты, осцилляционный характер мощности излучения определяется, в основном, распространяющейся волной наивысшего типа, причем максимальным значениям соответствуют те длины отрезков, при которых данная частота является резонансной (рис. 4). В качестве одного из практических выводов из приведенных результатов следует отметить возможность при определенных условиях лучшей экранировки поля диполя короткими отрезками волновода по сравнению с более длинными.

3. СТРУКТУРА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Особый интерес для приложений представляет исследование влияния отрезков волновода на распределение излучаемой диполем энергии по углам наблюдения θ . В случае узких (по сравнению с длиной волны и диаметром) отрезков волновода это распределение описывается выражениями (5), (8). Анализ численного решения показал, что полученные соотношения качественно правильно передают характер диаграммы направленности вплоть до длины отрезков, несколько меньших половины длины волны, хотя количественно они применимы, когда длины отрезков меньше трети их диаметра и восьмой части длины волны.

Угловое распределение излучаемой энергии в общем случае будет многолепестковым, причем, как следует из (5), количество лепестков и их положение зависят от расположения диполя, от числа распространяющихся при данной частоте волноводных волн типа E_{0n} , от расстояния между отрезками волновода и числа осцилляций в распределении поверхностного тока вдоль их стенок.

С укорочением длины волны, увеличением размеров отрезков волновода (их радиуса и длины), с увеличением расстояния между ними количество лепестков диаграммы направленности благодаря интерференции волн, излучаемых из открытых концов, будет возрастать.

Отметим, что для углов наблюдения, отличных от бриллюэновских, т. е. когда $\cos \theta \neq \mu_n$ (μ_n — n -й корень функции Бесселя $J_0(\mu)$), максимальное излучение будет достигаться в резонансных условиях на частотах собственных колебаний системы двух отрезков волновода и может на несколько порядков превосходить излучение диполя в сво-

бодном пространстве. С увеличением радиуса отрезков при постоянной их длине максимальное излучение падает, приближаясь к излучению в случае одиночного диполя. То же будет происходить и с увеличением расстояния между отрезками волновода при фиксированном положении источника излучения. При увеличении длин отрезков волновода максимальное излучение будет меняться соответственно близости параметра κ к одному из корней функции $J_0(\mu)$.

Одним из важных прикладных вопросов, решение которого тесно связано с анализом углового распределения электромагнитной энергии, рассеянной металлическими экранами различной формы, является экранировка наземных радиосистем от излучения, приходящего в направлениях, близких к горизонту [8, 9]. Хорошей математической моделью при исследовании этого вопроса может служить частный случай рассмотренной задачи, а именно задачи о рассеянии волн, излучаемых вертикальным электрическим диполем, расположенным на оси стоящего или приподнятого над плоскостью идеально проводящей земли кругового цилиндрического кольца. Нетрудно видеть, что возникающее в результате рассеяния электромагнитное поле полностью определяется четной частью решения интегрального уравнения (3).

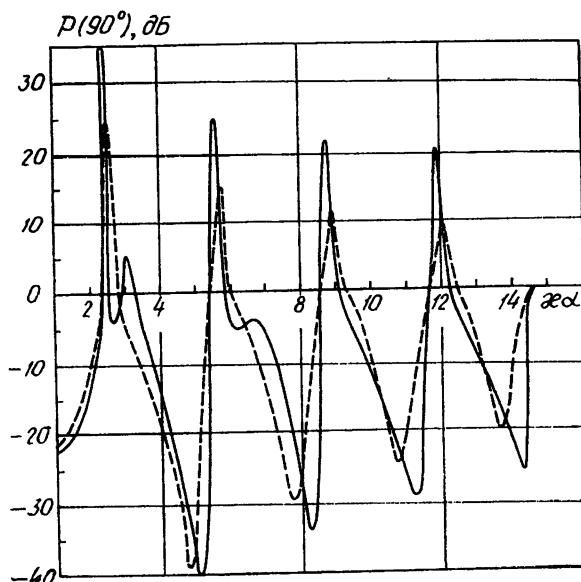


Рис. 5.

Проведенный анализ численных результатов показал, что способность цилиндрических экранов к ослаблению излучения в горизонтальных направлениях носит осциллирующий характер, зависящий от соотношения между геометрическими размерами экранов и длиной волны. Наибольшее излучение в направлениях, близких к горизонту, достигается в резонансных условиях вблизи критических частот симметричных электрических колебаний круглого волновода и может значительно (на несколько порядков) превосходить излучение одиночного диполя. При фиксированной высоте экрана существенное ослабление излучения в горизонтальном направлении имеет место в определенных зонах изменения его диаметра, находящихся между его критическими значениями для собственных волн круглого волновода, ширина которых меньше умноженного на λ/π расстояния между последовательными нулями функции $J_0(\mu)$ (рис. 5). Ширина зон экранировки уменьшается с увеличением диаметра экрана при фиксированной его высоте вместе

с ухудшением экранировки. При этом в зоне экранировки главный лепесток диаграммы направленности с ростом диаметра экрана все более приближается к горизонту.

С увеличением высоты экрана вплоть до значений $h = l - d \sim \sqrt{\alpha}l$ ширина зон экранировки увеличивается. При выполнении условий (7) характер экранировки достаточно точно описывается формулами (5), (8). При дальнейшем увеличении высоты экрана зоны экранировки расслаиваются на ряд чередующихся подзон, число которых тем больше, чем больше высота экрана, за счет возбуждения добротных колебаний открытого цилиндрического резонатора с отличными от нуля продольными индексами (рис. 5) с соответствующим увеличением уровня излучения. Наивысшую степень экранировки при большей полосе частот или значений диаметра с увеличением высоты экрана имеет подзона, прилегающая к большему для данной зоны критическому значению параметра $\chi\alpha$. При этом следует иметь в виду, что соответствующая полоса значений $\chi\alpha$ тем уже, чем больше высота экрана (рис. 5).

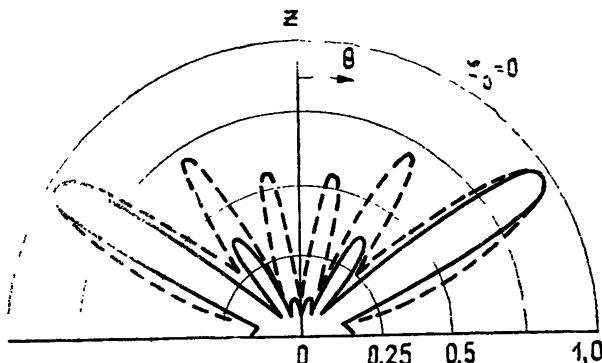


Рис. 6.

Отметим в заключение, что основным методом исследования рассевающих свойств экранов, размеры которых сопоставимы или пре-восходят длину волны, является метод ГТД или его модификации [9]. Однако эти подходы не всегда позволяют дать правильное количественное описание структуры возникающего поля. В качестве примера на рис. 6 представлены диаграммы направленности вертикального электрического диполя, расположенного на поверхности Земли (которая предполагается идеально проводящей) в центре цилиндрического экрана относительной высоты $\eta = 0,1$ и значения параметра $\chi\alpha = 20$, рассчитанные методом ГТД [9] (на рисунке штриховые линии) и с помощью изложенного выше подхода. Хотя качественно структура диаграммы направленности методом ГТД передается правильно, однако имеются значительные количественные расхождения в интенсивности и ширине ее лепестков. Причина этих расхождений обусловлена тем, что в данном случае метод ГТД используется за границей его применимости, которой, как показывают численные расчеты, является совместное выполнение неравенств $\chi\eta > 6$ и $\chi\eta^2 < 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Капица П. Л., Фок В. А., Вайнштейн Л. А. — ЖТФ, 1959, 29, № 10, с. 1188; 1967, 37, № 7, с. 1181.
2. Као С. С.— J. Appl. Phys., 1969, 40, № 12, p. 4732; Radio Science, 1970, 5, № 3, p. 617.

3. Недедов Е. И., Фиалковский А. Т. Асимптотическая теория дифракции электромагнитных волн на конечных структурах — М.: Наука, 1972.
4. Лапта С. И., Сологуб В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 10, с. 1588.
5. Сологуб В. Г., Лапта С. И. Краткие тексты докладов VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М.: ИРЭ АН СССР, 1977, 1, с. 234.
6. Сологуб В. Г. — ЖВМ и МФ, 1971, 11, № 4, с. 837.
7. Борзенков А. В., Сологуб В. Г. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 5, с. 925.
8. Мисюра Н. Н., Сологуб В. Г. Тезисы докладов Межведомственного совещания по распространению ультракоротких радиоволн и электромагнитной совместности. — Улан-Удэ: Изд-во Бурятского филиала СО АН СССР, 1983, с. 127.
9. Pereira Clovis S., Tai Chen-to. — IEEE Trans., 1976, AP-24, № 2, p. 208.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
19 июня 1984 г.

SCATTERING OF THE DIPOLE FIELD BY TWO COAXIAL SEGMENTS OF FINITE LENGTH CIRCULAR WAVEGUIDE

N. N. Misyura, V. G. Sologub

On the basis of one version of the partial inversion operator method, using the solution of the Riemann—Gilbert problem for two segments of the real axis, the problem of excitation of the symmetrical oscillations by the longitudinal electric dipole in the system of two coaxial segments of a finite length circular waveguide is studied analytically and numerically. The analysis of physical characteristics of the problem has been carried out, a special attention being given to the case when the characteristic waveguide dimensions are commensurable with the wavelength. The influence of the diffraction interaction between waveguide segments upon the spectrum and amplitudes of the excited oscillations has been explained. The effect of the cylindrical screen, situated over the perfectly reflecting plane surface, on antenna radiation in the directions close to the horizon is studied. The obtained results have been compared with the GTD method.

Аннотации депонированных статей

УДК 533.951

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

C. И. Зайцев

Рассмотрена задача о вычислении поля излучения от источника, включающегося в момент времени, равный нулю. Источник помещен в движущуюся с постоянной скоростью вдоль бесконечно сильного магнитного поля холодную бесстолкновительную однородную плазму. Записано интегральное выражение для поля излучения и вычислены главные члены асимптотического представления этого поля в зоне Фраунгофера, для чего проведено вычисление соответствующих интегралов Фурье с учетом перевальных точек и полюсов. Показано, что полное поле может быть представлено в виде двух слагаемых, одно из которых отвечает переходному решению, связанному с включением источника, а другое — установившемуся. Приведена схема определения времени появления сигнала в точке наблюдения с заданными координатами.

Статья депонирована в ВИНТИ,
регистр. № 6020-85. Деп. от 19 августа 1985 г.