

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЦЕЛЕВОЙ КОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

ДОРОШЕНКО В.А., КЛИМОВА Н.П.

Рассматривается стационарная задача дифракции плоской электромагнитной волны на полубесконечном идеально проводящем конусе с периодическими продольными щелями. Метод решения основывается на использовании интегрального преобразования Конторовича-Лебедева и задачи Римана-Гильберта. Исследуется спектр граничной задачи, структура поля и его поведение вблизи нерегулярностей границы (кромки щели, вершина конуса).

1. Введение

Щелевые структуры широко используются в современных радиотехнических системах. Класс щелевых антенн достаточно большой как по конструктивным особенностям выполнения, так и по областям применения. Конические структуры (в силу своей геометрии) обладают ненаправленными свойствами и сверхширокополосностью по диаграммам направленности и по согласованию [1]. Однако расчёт их электродинамических характеристик даже для изотропных идеально проводящих экранов далеко не простой и связан с математическими трудностями. Наличие же неоднородностей (например, щелей) на поверхности конуса значительно усложняет решение соответствующей электродинамической граничной задачи, для чего и требуется создание и развитие эффективных алгоритмов. В монографиях [2, 3] приведены результаты исследования задачи дифракции электромагнитных волн на радиально проводящем конусе (модель проволочной антенны и отражателя), где проводимость предполагалась только вдоль образующих (в радиальном направлении) конуса без учёта размеров проводников и их количества. Цель настоящей работы – решение дифракционной задачи в строгой постановке для неограниченного кругового идеально проводящего конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Такая поверхность является моделью конической щелевой антенны (отражателя) с управляемой диаграммой направленности и поляризацией излучения.

2. Постановка задачи и метод решения

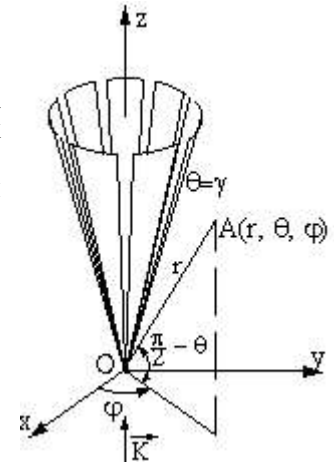
Пусть на идеально проводящий бесконечный круговой конус с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями падает распространяющаяся вдоль его оси плоская электромагнитная волна (рисунок).

Временная зависимость взята в виде $\exp(-i\omega t)$. Во введенной сферической системе координат r, θ, φ коническая поверхность задаётся уравнением $\theta = \gamma$. Период рассматриваемой структуры $l = 2\pi/N$ и «ширина» щелей d – угловые величины (d – величина

двугранного угла, образованного плоскостями, которые проведены через ось конуса и рёбра соседних конических лент). Присутствие конуса с продольными щелями приводит к появлению дифрагированного поля \vec{E}^d, \vec{H}^d . Полное поле \vec{E}, \vec{H} представим в виде

$$\vec{E} = \vec{E}^i + \vec{E}^d, \quad \vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^d,$$

где $\vec{E}^i = (0, E_y^i, 0)$; Геометрия структуры



$\vec{H}^i = (H_x^i, 0, 0)$ – поле плоской волны в свободном пространстве (падающее поле); $H_x^i = -E_y^i = e^{ikz}$, $k = \omega/c$. Выразим компоненты электромагнитного поля через электрический $V^{(1)}$ и магнитный $V^{(2)}$ потенциалы Дебая [4], которые удовлетворяют однородному уравнению Гельмгольца всюду вне конуса, граничному условию обращения в нуль тангенциальной составляющей вектора полного электрического поля, условию конечности энергии, условию излучения. Электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение. В соответствии со структурой полного поля записываем

$$V^{(s)} = V_i^{(s)} + V_d^{(s)}, s = 1, 2.$$

Для решения граничных задач с конической геометрией удобно пользоваться интегральным преобразованием Конторовича-Лебедева

$$G(\tau) = \int_0^{+\infty} g(r) e^{-\frac{\pi\tau}{2}} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (1)$$

$$g(r) = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau e^{-\frac{\pi\tau}{2}} G(\tau) \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (2)$$

где $H_{i\tau}^{(1)}(kr)$ – функция Ханкеля 1-го рода.

Потенциалы Дебая $V_d^{(s)}$, соответствующие дифрагированному полю, ищем в виде суммы $V_{d, \text{pacx.}}^{(s)}$ и $V_{d, \text{cx.}}^{(s)}$: $V_d^{(s)} = V_{d, \text{pacx.}}^{(s)} + V_{d, \text{cx.}}^{(s)}$, которые представим с помощью интеграла Конторовича-Лебедева (1), (2):

$$V_{d, \text{pacx.}}^{(s)} = \int_0^{\infty} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \sum_{m=-1;1} \left(-i \frac{|m|}{m} \right)^{s-1} \times \\ \times \frac{d^{s-1}}{d\gamma^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) C_{m\tau} U_{m\tau}^{(s)} d\tau,$$

$$U_{m\tau}^{(s)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m+nN}^{(s)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\pm \cos \theta)}{d^{s-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, \\ \frac{d^{s-1}}{d\gamma^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\pm \cos \gamma)$$

$$V_{d.cx.}^{(s)} = -\frac{i}{2k^2} \frac{\sin kr}{r} \cdot \frac{d^{s-1}}{d\gamma^{s-1}} \left(\operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} \right) \times \\ \times \sum_{m=-1;1} \left(-i \frac{|m|}{m} \right)^{s-1} U_m^{(s)},$$

$$U_m^{(s)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_{m+nN}^{(s)} \frac{P_0^{-|m+nN|}(\pm \cos \theta)}{d^{s-1} P_0^{-|m+nN|}(\pm \cos \gamma)} e^{i(m+nN)\varphi},$$

$P_\mu^m(\cos \theta)$ – присоединённые функции Лежандра 1-го рода; $C_{m\tau}^\mu$ – известные коэффициенты; $x_p^{(s)}$ и $\xi_p^{(s)}$ – неизвестные коэффициенты, которые связаны соотношением $\xi_p^{(s)} = \lim_{i\tau \rightarrow 1/2} x_p^{(s)}$.

Таким образом, для определения дифрагированного поля необходимо найти коэффициенты $x_p^{(s)}$. Используя граничное условие на конических лентах и условие непрерывности поля в щелях, получаем систему функциональных соотношений:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(s)} e^{inN\varphi} = e^{im_0N\varphi}, \frac{\pi d}{1} < |N\varphi| \leq \pi, \quad (3)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(s)} [N(n+v)]^{\alpha(s)} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(s)}) e^{inN\varphi} = 0, \quad (4) \\ |N\varphi| < \frac{\pi d}{1},$$

$$[N(n+v)]^{\alpha(s)} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(s)}) = \\ = \frac{(-1)^{(n+v)N+s-1} \operatorname{ch}\pi\tau}{\pi(\sin \gamma)^{1-\alpha(s)}} \cdot \frac{\Gamma(1/2+i\tau+(n+v)N)}{\Gamma(1/2+i\tau-(n+v)N)} \times \\ \times \frac{1}{\frac{d^{s-1}}{d\gamma^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos \gamma) \cdot \frac{d^{s-1}}{d\gamma^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(-\cos \gamma)}, \\ \alpha(s) = \begin{cases} 1, s=1; & m \\ -1, s=2, & N = m_0 + v, -\frac{1}{2} \leq v < \frac{1}{2}, \end{cases}$$

m_0 – ближайшее к m/N целое число; $\Gamma(z)$ – гамма-функция. Используя метод задачи Римана-Гильберта, функциональные соотношения свеем к двум независимым системам линейных алгебраических уравнений относительно $x_{m,n}^{(s)}$ [5, 6], матричные элементы которых не зависят от волнового числа k , что является удобным для изучения поля как вблизи, так и вдали (дальняя зона) от вершин конуса. В силу того, что матричные операторы полученных систем являются компактными, в некоторых частных случаях конической структуры (полупрозрачный конус, конус с узкими щелями) удаётся получить аналитическое решение исходной электродинамической задачи.

3. Результаты

В случае полупрозрачного конуса, когда число щелей велико ($N \gg 1$) и их ширина меньше периода структуры ($d \ll 1$) при условии существования предела

$$W = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \left(\frac{d}{1} \right) \right],$$

электрический потенциал Дебая $V_d^{(1)}$ не испытывает влияния неоднородностей на конической поверхности и такой, как у сплошного конуса [7], а магнитный определяется выражением

$$V_d^{(2)} = -2w \cdot \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\pi}{2k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \cos \gamma \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr) \tau e^{-\frac{\pi\tau}{2}}}{\sqrt{\tau} \Delta_{i\tau}} \operatorname{th}\pi\tau \times \\ \times \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma) \\ \times \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma) d\tau + \quad (5) \\ + \frac{i}{k^2} \cdot \frac{2w}{1+2w} \cos \varphi \cdot \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\gamma}{2} \right) \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \frac{\sin kr}{r}, \gamma < \theta < \pi,$$

где

$$\Delta_{i\tau} = -\frac{\operatorname{ch}\pi\tau}{\pi \sin \gamma} \times \\ \times \frac{1}{\left(\tau^2 + 1/4 \right) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma) \cdot \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma)} + 2w.$$

Аналогичное представление для $V_d^{(2)}$ и при $0 < \theta < \gamma$. Азимутальная составляющая плотности поверхностного тока, наведенного на конусе, имеет вид

$$j_\varphi = 2w \cdot \frac{1}{kr} \sqrt{\frac{2}{\pi k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \cos \varphi \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{\tau}} \times \\ \times \frac{\tau \operatorname{sh}\pi\tau e^{-\frac{\pi\tau}{2}}}{\Delta_{i\tau} \cdot \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma)} d\tau.$$

Для анализа поведения поля вблизи вершины конуса перейдём от интегральных представлений для $V_d^{(s)}$ к представлениям в виде ряда по полюсам подынтегральной функции, используя теорему Коши о вычетах [8]. Так, из (5) следует, что

$$V_d^{(2)} = 2w \frac{\pi i}{k} \sqrt{\frac{2\pi}{k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \cos \varphi \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\cos \pi \mu_n} \frac{J_{\mu_n}(kr)}{\Delta \mu_n} \cdot \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) \Big|_{\mu=\mu_n} \times \\ \times P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \theta), \gamma < \theta < \pi, \Delta_{\mu_n} = 0.$$

Этот ряд быстро сходится, если точка наблюдения находится вблизи вершины ($kr \ll 1$). В некоторых частных случаях исследуем корни уравнения $\Delta_\mu = 0$.

Множество корней μ_n этого уравнения представляет собой спектр граничной задачи Неймана для магнитного потенциала Дебая. Наименьшее собственное значение спектра определяет поведение магнитного поля у вершины конуса:

1) $w \ll 1, \gamma$ – произвольно,

$$\mu_n = \frac{1}{2} + n + 2W \sin^2 \gamma \cdot (-1)^n n(n+1) \times \\ \times \frac{d}{d\gamma} P_n^{-1}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_n^{-1}(-\cos \gamma) + O(w^2), n = 1, 2, \dots;$$

2) $\gamma \ll 1$ (узкий конус), w – произвольно.

Используя асимптотики для $\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-1}(\pm \cos \gamma)$ при $\gamma \ll 1$ [9], получаем

$$\mu_n = \frac{1}{2} + n - n(n+1) \cdot \frac{w}{1+2w} \frac{\gamma^2}{2} + O(\gamma^4 \ln 2/\gamma), n = 1, 2, \dots$$

В рассмотренных частных случаях ($w \ll 1; \gamma \ll 1$) магнитное поле вблизи вершины асимптотически ведёт себя как $(kr)^\delta$, где

$$\delta = \begin{cases} -\frac{1}{4} w \sin^2 \gamma, w \ll 1; \\ -\frac{w}{1+2w} \cdot \gamma^2, \gamma \ll 1. \end{cases}$$

Принимая во внимание тот факт, что вблизи острия узкого сплошного конуса ($\gamma \ll 1$) магнитное поле имеет особенность порядка $(kr)^{-\gamma^2/2}$, можно сделать вывод, что у вершины узкого полупрозрачного конуса особенность магнитного поля «слабее», чем у сплошного. Характер поведения полного электрического поля ($\gamma \ll 1$) асимптотически такой же, как и у сплошного конуса.

В случае конуса с одной узкой щелью ($N = 1, d \ll 1$) спектр электродинамической граничной задачи определяется значениями $v_n^{p\pm}, \chi_n^{q\pm}, \xi$:

$$v_n^{p\pm} = \alpha_n^{p\pm} - \frac{d^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma(1/2 + \mu - p)}{\Gamma(1/2 + \mu + p)} \times \\ \times \frac{(-1)^p \cos \pi \mu}{\frac{d}{d\mu} \left[\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-p}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-p}(-\cos \gamma) \right]} \Bigg|_{\mu=\alpha_n^{p\pm}} + O(d^4),$$

$$P_{-1/2+\alpha_n^{p\pm}}^{-p}(\pm \cos \gamma) = 0, n, p = 0, 1, 2, \dots,$$

где верхний (нижний) знак в аргументе функции Лежандра соответствует верхнему (нижнему) знаку в нижнем индексе;

$$\chi_n^{q\pm} = \beta_n^{q\pm} - \frac{d^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma(1/2 + \mu - q)}{\Gamma(1/2 + \mu + q)} \cdot \frac{1}{\sin^2 \gamma} \times \\ \times \frac{(-1)^q \cos \pi \beta_n^{q\pm}}{\frac{d}{d\mu} \left[\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-q}(\cos \gamma) \cdot \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-q}(-\cos \gamma) \right]} \Bigg|_{\mu=\beta_n^{q\pm}} + \\ + O(d^4), q = 1, 2, \dots, \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\beta_n^{q\pm}}^{-q}(\pm \cos \gamma) = 0; \\ \xi = \frac{1}{2} - \frac{1}{2 \sin^2 \gamma \cdot \ln d} + O(\ln^{-2} d). \quad (6)$$

Электрическое поле вблизи вершины конуса с узкой щелью характеризуется значением $v_0^-(\gamma \leq \pi/2)$ и при $kr \ll 1$ ведёт себя так:

$$|E| \sim (kr)^{-3/2+v_0^-},$$

где

$$v_0^- = \alpha_0^- - \frac{d^2}{4\pi} \frac{\cos \pi \alpha}{P_{-1/2+\alpha_0^-}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\alpha_0^-}(-\cos \gamma)} \Bigg|_{\mu=\alpha_0^-} + \\ + O(d^4), P_{-1/2+\alpha_0^-}(-\cos \gamma) = 0.$$

Значения $\alpha_0^-(\gamma)$ приводятся в [10]. У вершины сплошного конуса электрическое поле особенности не имеет, так как определяется слагаемым порядка

$(kr)^{-3/2+\alpha_0^{1-}}, \frac{3}{2} < \alpha_0^{1-}(\gamma), \gamma < \pi/2$. Наличие же узкой щели приводит к появлению особенности у электрического поля. Магнитное поле по мере приближения к вершине сплошного растёт как $(kr)^{-1,5+\beta_0^{1-}}, 1,3 < \beta_0^{1-}$ [10], в то время как у вершины конуса с узкой щелью имеет особенность порядка $(kr)^{-1,5+\xi}$. Отсюда заключаем, что наличие узкой щели усиливает особенность магнитного поля.

Структура дифрагированного поля такова, что в ней, кроме возмущённых щелями волн сплошного конуса, содержится волна типа щелевой [11]. Поле этой волны сосредоточено вблизи щели и определяет его особенность у вершины конуса. Так, поведение компоненты магнитного поля H_θ^d у вершины характеризуется доминирующим слагаемым H_θ^* , которое соответствует волне типа щелевой с собственным значением ξ :

$$H_\theta^* = -\frac{1}{\ln d} \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\cos^2(\gamma/2)} \cdot (kr)^{-3/2+\xi} \cdot F(\theta, \varphi), \quad (7)$$

где $F(\theta, \varphi) = b(\theta) + \frac{\sin \gamma}{\sin \theta} \times$

$$\times \left[-1 + R e^{\left(\frac{1 + b(\theta)e^{i\varphi}}{\sqrt{b^2(\theta)e^{2i\varphi} - 2b(\theta)e^{i\varphi} \cos \frac{d}{2} + 1}} \right)} \right],$$

$$b(\theta) = \begin{cases} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}, & 0 < \theta < \gamma; \\ \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}, & \gamma < \theta < \pi. \end{cases}$$

Анализ поведения магнитного поля показал, что у вершины конуса по мере приближения к кромке (ребру) у компоненты поля H_θ , перпендикулярной к кромке, обнаруживается «двойная» особенность (7):

$$\theta = \gamma, H_\theta \sim \frac{1}{\sqrt{\varphi^2 - (d/2)^2}} \cdot (kr)^{-1} / \left(2 \sin^2 \gamma \cdot \ln d \right),$$

$$|\varphi| = \frac{d}{2}, H_\theta \sim \frac{1}{\sqrt{|\theta - \gamma|}} \cdot (kr)^{-1} / \left(2 \sin^2 \gamma \cdot \ln d \right),$$

что вполне согласуется с «классическими» результатами теории дифракции [12].

4. Заключение

В работе развит подход к решению дифракционных задач для незамкнутых конических структур, основанный на использовании интегрального преобразования Конторовича-Лебедева и метода задачи Римана-Гильберта. В случае полупрозрачного конуса и конуса с узкой щелью получено аналитическое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны. Исследованы спектр соответствующих граничных задач, структура поля и его поведение вблизи нерегулярной границы (кромки щелей, вершина конуса). Показано, что в структуре поля для конуса с узкой щелью присутствует волна типа

щелевой. При значительном увеличении числа щелей ($N \gg 1$) данная волна не наблюдается. Это связано со спецификой возбуждения рассматриваемой конической поверхности. Предложенный алгоритм может быть использован и для решения нестационарных электродинамических задач с более сложной геометрической конфигурацией.

Литература: 1. Айзенберг Г.З., Белоусов С.П., Журбенко Э.М. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 1985. 536с. 2. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1987. 127с. 3. Беличенко В.П., Гошин Г.Г., Дмитренко А.Г. Математические методы в граничных задачах электродинамики. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1990. 171с. 4. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с. 5. Шестопалов В.П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. К.: Наук. думка, 1988. 252с. 6. Дорошенко В.А. Возбуждение конуса с продольными щелями магнитным радиальным диполем. Радиотехника. 1992, №97. С. 54-61. 7. Горяинов А.С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса. // Радиотехника и электроника. 1961. Т.6, №1. С. 47-57. 8. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987. 688с. 9. Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М.: ИЛ., 1952. 476с. 10. Ван Бладель Я. Сингулярности поля вблизи вершины конуса // ТИИЭР. 1983. Т.71. С. 146-147. 11. Велиев Э.И., Носич А.И., Шестопалов В.П. Распространение электромагнитных волн в круглом волноводе с продольной щелью // Радиотехника и электроника. 1977. Т.32, №3, С.466-473. 12. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.

Поступила в редколлегию 17.12.1998

Рецензент: д-р физ.-мат. наук Николаев А.Г.

Дорошенко Владимир Алексеевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: электродинамика, математическая физика. Адрес: Украина, 310202, Харьков, пр. Победы, 52-Б, кв.90, тел. 36-04-38.

Климова Наталья Павловна, канд. техн. наук, доцент кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: математическая физика. Адрес: Украина, 310726, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-96-19.

УДК 621.396.6

ВРЕМЯ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЗАЩИТНОГО УСТРОЙСТВА В РУПОРНОЙ АНТЕННЕ

ФЫК А.И., ВАСИЛЬЕВ Д.Г.

Рассчитывается время переключения защитного устройства на основе высокотемпературного сверхпроводника в рупорной антенне для защиты радиоэлектронной аппаратуры от проникновения мощных электромагнитных воздействий малой длительности.

Защита радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) средств боевого управления и связи от проникновения электромагнитных воздействий через антенно-фидерные устройства осуществляется использованием в качестве защитных устройств (ЗУ) газоразрядных и полупроводниковых приборов [1-5]. Обычно

такие ЗУ обеспечивают надежную защиту в случае, если длительность электромагнитного воздействия t_B не менее их времени срабатывания t_{3y} (для газоразрядных приборов t_{3y} не менее $250 \cdot 10^{-9}$ с, для полупроводниковых — не менее 10^{-8} с). В случае, если $t_B < t_{3y}$, необходимо использование защитного устройства, построенного на другом физическом принципе и обладающего меньшим значением t_{3y} .

С этой точки зрения наиболее перспективным является использование фазового перехода из сверхпроводящего (S) в несверхпроводящее (N) (или резистивное) состояние в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Экспериментально было доказано, что такой переход осуществляется за время, не превышающее единицы пикосекунд [1].

Защитное устройство, построенное на основе ВТСП, располагается непосредственно в волноводе рупорной антенны. Для поддержания рабочей температуры (для ВТСП $T \approx 93$ К) данное устройство должно быть помещено в жидкий азот.

Конструктивно ЗУ представляет собой сверхпроводящий стержень, расположенный в волноводе и осуществляющий переход от волновода к коаксиаль-