

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ
Зав. каф. СВЧиКР

_____ С.Н.Шарангович
“___” _____ 2013г.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОН ФРЕНЕЛЯ
И ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН**

РУКОВОДСТВО

к лабораторной работе по дисциплинам «Электродинамика
и распространение радиоволн», «Электромагнитные поля и волны»
для бакалавров направлений подготовки
210700.62 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи»,
210400.62 «Радиотехника», и специалистов направления подготовки
210601.65 «Радиоэлектронные системы и комплексы»

Разработчик:
доц. каф. СВЧ и КР
_____ Шангина Л.И.,

Содержание

1. Введение.....	4
2. Основные вопросы теории.....	4
2.1. Принцип Гюйгенса- Френеля.....	4
2.2. Дифракция Френеля на краю непрозрачного экрана.....	8
2.3. Дифракция Френеля на длинной щели.....	9
3. Экспериментальная часть	11
3.1 Описание экспериментальной установки.....	11
3.2 Расчетное задание.....	13
3.3. Порядок выполнения работы.....	13
4. Содержание и оформление отчета.....	14
5 Контрольные вопросы.....	14
6. Список литературы.....	14
Приложение 1. Интегралы Френеля.....	15
Приложение 2. Расчет распределения поля.....	16
Приложение 3. Генератор сигналов Г4-156.....	18

1. ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называют совокупность явлений, обусловленных огибанием волнами различных препятствий. Например, это может быть прохождение волн через отверстие в экране, вблизи границ непрозрачных тел, излучение рупорной антенны и т.д. В общем случае дифракционную задачу можно сформулировать следующим образом: на тело с заданными электрическими параметрами падает электромагнитная волна. Под действием поля этой волны в теле возникают переменные токи и заряды, являющиеся источником вторичного, рассеянного поля. Требуется определить величину, направление и распределение в пространстве вторичного поля или полного поля, равного сумме падающего и вторичного полей.

Целью данной работы является:

- 1) Знакомство с понятием зон Френеля в теории дифракции;
- 2) экспериментальное определение области пространства, существенной для распространения радиоволн;
- 3) исследование дифракции на плоском экране;
- 4) исследование дифракции на щелях разной ширины;

2. ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

2.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

В основе скалярной теории дифракции и дальнейших уточнений этой теории лежит принцип Гюйгенса. Согласно этому принципу, каждая точка волновой поверхности рассматривается как источник сферических волн и новая волновая поверхность является огибающей этих волн. Математической формулировкой этого принципа является формула Кирхгофа [1]. Существуют различные формы представления этой формулы. Предположим, что в точке P находится источник электромагнитных волн, а в точке M - приемник (M - точка наблюдения) (рис.2.1). Плоскость S_0 –воображаемая поверхность,

перпендикулярная линии РМ. Тогда, поле в точке М может быть определено по формуле

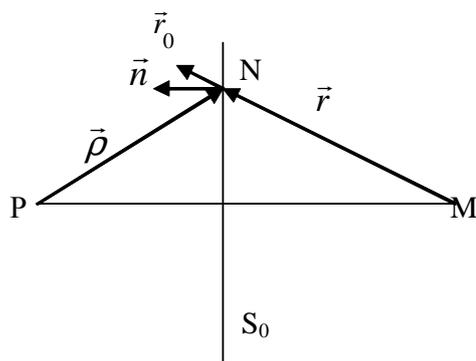


Рис.2.1

$$U(M) = \frac{jk}{2\pi} \int_{S_0} U_S \frac{e^{-jkr}}{r} \cos(\vec{n}\vec{r}_0) dS \quad (2.1)$$

где U_S – поле в точках поверхности S_0 ,

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число,

\vec{n} – единичный вектор нормали в т. N.

Если в качестве источника электромагнитных волн используется ненаправленный источник, то поле на поверхности S_0 может быть представлено в виде сферической волны

$$U_S = A \frac{e^{-jk\rho}}{\rho},$$

где A – константа, зависящая от мощности излучения источника. Формула (2.1) в этом случае принимает вид

$$U(M) = \frac{jkA}{2\pi} \int_{S_0} \frac{e^{-jk(\rho+r)}}{r\rho} \cos(\vec{n}\vec{r}_0) dS, \quad (2.2)$$

В теории антенн и распространения радиоволн находят широкое применение методы волновой оптики, основанные на принципе Гюйгенса [1,2,3]. Согласно этому принципу, каждая точка волновой поверхности рассматривается как источник сферических волн. Математической формулировкой этого принципа является формула Кирхгофа [1].

$$\dot{U}(M) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[\frac{\partial U_S}{\partial n} \left(\frac{e^{-jk \cdot r}}{r} \right) - \dot{U}_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jk \cdot r}}{r} \right) \right] dS \quad (2.3)$$

где k – постоянная распространения; $\dot{U}(M)$ – комплексная амплитуда поля в точке наблюдения М; S – воображаемая замкнутая поверхность, охватываю-

щая точку наблюдения M (рис. 2.2 а); \dot{U}_S - комплексная амплитуда поля на поверхности S ; n - внутренняя нормаль к поверхности S ; r - расстояние от точек поверхности S до точки наблюдения M .

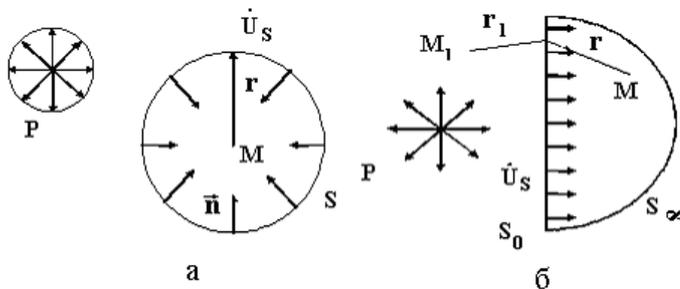


Рис. 2.2

Для наглядности (см. рис. 2.2.) стрелками показано излучение первичного источника в точке P и вторичных источников с поверхностями S и S_0 .

Выражение e^{-jkr} / r в формуле (2.3) называется функцией Грина свободного пространства и представляет поля воображаемых точечных источников, если бы они находились в точках поверхности. Если замкнутую поверхность S выбрать в виде бесконечной плоскости S_0 и полусферы бесконечно большого радиуса (рис.2.2.б), а функцию Грина представить в виде $e^{-jkr} / r - e^{-jkr_1} / r_1$, где r_1 - расстояние от точки M_1 (зеркальное изображение точки M относительно плоскости S_0) до произвольной точки на поверхности S_0 , то формула (2.3) может быть преобразована к виду

$$\dot{U}(M) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \oint_{S_0} U_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \right) dS, \quad (2.4)$$

а интеграл по S_∞ стремится к нулю.

Формулы (2.3) и (2.4) можно считать точными, если известно распределение поля U_{S_0} на поверхности S_0 . Однако на практике это поле, как правило, бывает неизвестно. В качестве приближенного значения U_{S_0} обычно используют приближение Кирхгофа, согласно которому поле на отверстиях в

плоскости S_0 предполагается невозмущенным, т.е. таким, как если бы никаких экранов в этой плоскости не было, а поле на экранах со стороны точки наблюдения равным нулю. В действительности токи, затекающие на теневую (противоположную от источника) сторону экрана, также создают поле в точке наблюдения, как и отверстия в экране, а поле на отверстиях искажается этими токами. Приближение Кирхгофа дает удовлетворительные результаты, если размеры отверстия значительно больше длины волны, так как поле на отверстиях становится невозмущенным.

Французский физик Френель в 1818 году предложил наглядный способ оценки интеграла, входящего в (2.2). Для этого поверхность S_0 мысленно делится на области, называемые теперь зонами Френеля (рис. 2.3)

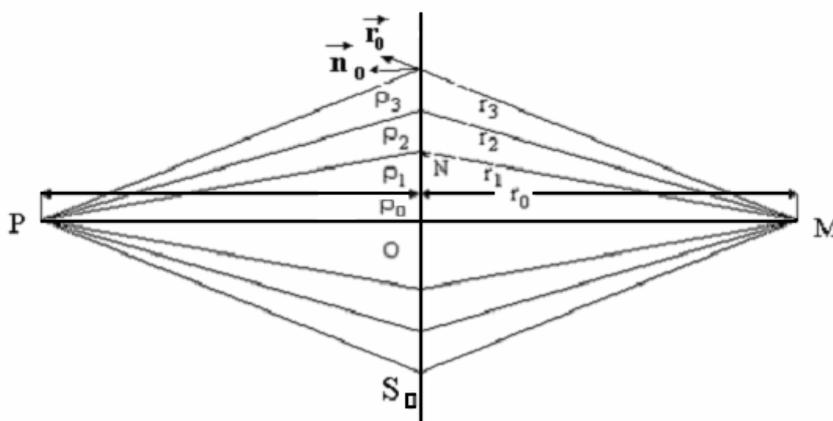


Рис. 2.3

Границы зон Френеля на поверхности S_0 определяются из условия, что длина пути волны ($r + \rho$) увеличивается на $\lambda/2$ при переходе к последующей зоне

$$\begin{aligned} r_1 + \rho_1 - (r_0 + \rho_0) &= \lambda/2, \\ r_2 + \rho_2 - (r_1 + \rho_1) &= \lambda/2, \\ r_3 + \rho_3 - (r_2 + \rho_2) &= \lambda/2. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Таким образом, первая зона Френеля представляет собой круг радиусом R_1 , вторая – кольцо с радиусами R_1 и R_2 и т.д. Радиусы зон Френеля ($R_n =$

ON_n) определяются из треугольников PN_nO и MN_nO и условий (2.5), в предположении, что $R_n \ll r_0$ и $R_n \ll \rho_0$

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda r_0 \rho_0}{r_0 + \rho_0}} \quad (2.6)$$

где n -номер зоны.

Нетрудно показать, что площади всех зон Френеля одинаковы и равны

$$S = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot \rho_0 \cdot r_0}{\rho_0 + r_0} \quad (2.7)$$

Из формулы (2.7) следует, что при перемещении поверхности S_0 между точками P и M радиусы зон Френеля изменяются. Наибольшей величины они достигают посередине отрезка PM ($r_0 = \rho_0$)

$$R_{n\max} = \sqrt{\frac{n \cdot \lambda \cdot r_0}{2}} \quad (2.8)$$

Из формулы (2.6) следует, что геометрическим местом зон Френеля в пространстве являются эллипсоиды вращения с фокусами в точках M и P .

Таким образом, поле в точке наблюдения определяется суммированием полей от различных зон Френеля. Качественный результат такого суммирования может быть получен из следующих рассуждений.

Разобьем для этого первую зону Френеля на концентрические кольца, одинаковые по площади. Фазы полей в точке наблюдения от этих колец меняются согласно условиям (2.5) от 0 до 180° , а амплитуды можно считать примерно одинаковыми, как показано на рис. 2.4а. Результирующее поле от всей первой зоны будет представлено вектором OA_1 . Аналогичное суммирование полей для второй зоны выполнено на рис. 2.4б, где учтено, что за счет уменьшения амплитудного множителя $\frac{\cos(\vec{n}\vec{r}_0)}{r\rho}$ в формуле (2.2) величина ре-

зультирующего поля от второй зоны – отрезок A_1A_2 будет несколько меньше, чем от первой - OA_1 . Результирующее поле в точке M от действия первых

двух зон Френеля определяется отрезком OA_2 и оказывается меньше полей, создаваемых первой и второй зонами по отдельности. Физически это объясняется тем, что поле от второй зоны компенсирует поле от первой.

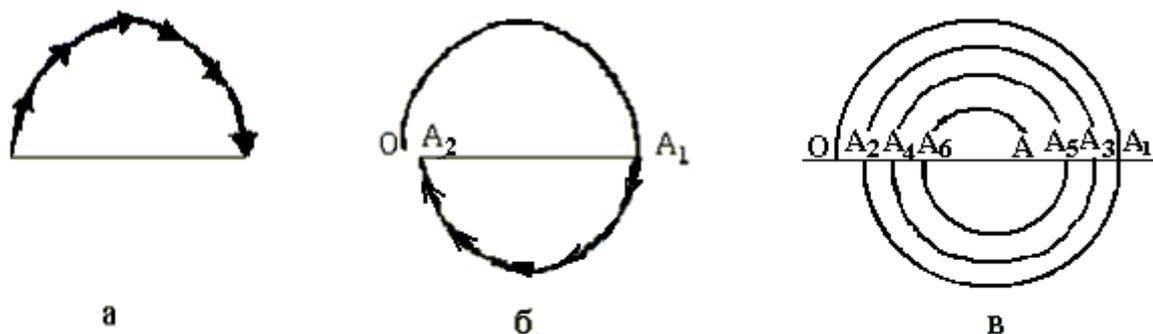


Рис. 2.4

Такая картина наблюдается и для следующих зон: поля следующих зон будут компенсировать поля предыдущих, причем компенсация будет неполной из-за уменьшения амплитудного множителя.

На рис. 2.4 б показан результат суммирования полей нескольких зон. Величина OA_n пропорциональна полю в точке М от действия n первых зон. Из

рис 2.4 в следует, что результирующее поле от всех зон OA при $n \rightarrow \infty$ равно половине поля от первой зоны Френеля OA_1 .

Из рассмотрения действия зон Френеля следует, что вклад зон высоких порядков в поле в точке наблюдения незначителен из-за уменьшения амплитудного множителя. Поэтому в курсах электродинамики, оптики, распространения радиоволн существует понятие **“области пространства, существенной для распространения радиоволн”**. Под этим имеется в виду пространство, ограниченное несколькими первыми зонами Френеля. При расположении посторонних предметов в пределах этого пространства, поле в точке наблюдения испытывает значительные изменения. Как видно из формулы (2.6), радиусы зон Френеля стремятся к нулю при $\lambda \rightarrow 0$, что позволяет говорить о прямолинейном распространении света, так как размеры существен-

ной области для световых волн малы, и она становится похожей на луч. Понятие зон Френеля, хотя и не позволяет количественно определить поле в точке наблюдения, однако правильно качественно объясняет многие дифракционные явления и поэтому широко используется в оптике и электродинамике. Например, с помощью зон Френеля просто объясняется существование светлого пятна за экраном небольшого размера (пятна Пуассона).

Если экран закрывает первую зону Френеля, то поле в точке наблюдения определяется действием остальных открытых зон, т.е. отрезком A_1A (см. рис. 2.4.в), который незначительно отличается от отрезка OA , описывающего поле при свободном распространении. Аналогично объясняется наличие пятна Пуассона и при других размерах экрана, если только он перекрывает не много зон Френеля. Экспериментальное подтверждение существования пятна Пуассона явилось в свое время важным аргументом в пользу волновой природы света.

2.2. Дифракция Френеля на краю непрозрачного экрана

Предположим, что между точками P и M имеется препятствие, которое можно представить в виде плоского экрана (рис 2.4). Например, это может быть горный хребет, расположенный на трассе радиорелейной линии или между передатчиком и приемником телевизионного сигнала. Поле в точке наблюдения M вычисляется по формуле (2.2), где интегрирование проводится только по освещенной части поверхности S_0 , т.е. не занятой экраном. При этом поле в этой области предполагается таким же, как и при отсутствии экрана. В действительности, токи на экране искажают поле над ним и создают поле на теневой части экрана, но точный учет этих эффектов очень сложен. Используемое здесь приближение называется приближением Кирхгофа. Оно дает удовлетворительные результаты, если размеры экрана (или отверстия в экране) много больше длины волны.

Выберем систему координат так, чтобы точки P и M находились на оси z , а ось x была перпендикулярна краю экрана (рис. 2.5). Представим ρ и r

в виде разложения по малым значениям x/ρ_0 и x/r_0 и полагая $\cos(\vec{n}\vec{r}_0) \approx 1$, представим формулу (2.2) в виде [2]

$$\dot{U}(M) = C \frac{e^{-j \cdot k \cdot (r_0 + \rho_0)}}{r_0 + \rho_0} F(u_0), \quad (2.9)$$

где $C = const$, $u = x \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{r_0} \right)}$,

u_0 соответствует значению $x=x_0$, x_0 -координата края экрана,

$$F(u_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-j \frac{\pi}{2} u^2} du - \text{коэффициент ослабления поля.}$$

Можно показать, что параметр $u(x)$ определяет число зон Френеля (n_x), укладывающихся на отрезке $0-x$,

$$u = \sqrt{2n_x}.$$

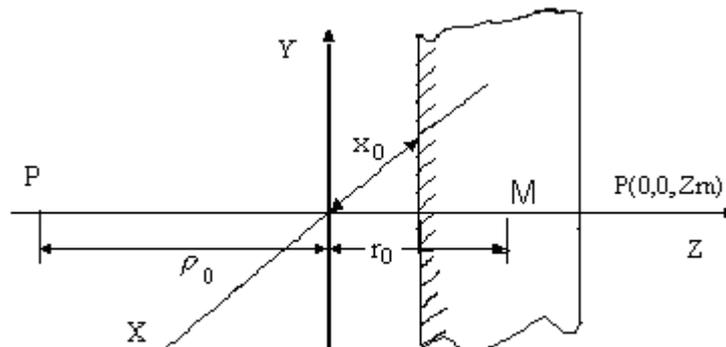


Рис. 2.5

При $x_0 = 0$ экран касается линии PM , при $x_0 > 0$ экран перекрывает ее, а при $x_0 < 0$ экран не доходит до этой линии. Это же относится и к параметру u_0 .

График зависимости модуля функции $F(u_0)$ дает рис. 2.6 [2].

Положительным значениям u_0 соответствует $x_0 > 0$, экран при этом перекрывает линию PM и поле монотонно уменьшается при увеличении x_0 . При

$x_0 < 0$ ($u_0 < 0$) поле имеет осциллирующий характер, что объясняется интерференцией волн от открытых зон Френеля. Функцию $|F(u_0)|$ можно вычислить точнее через специальные функции-интегралы Френеля

$$C(u_0) = \int_0^{u_0} \cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du, \quad S(u_0) = \int_0^{u_0} \sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du, \quad (2.10)$$

в виде

$$|F(u_0)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{0,5 - C(u_0) - S(u_0) + C^2(u_0) + S^2(u_0)} \quad (2.11)$$

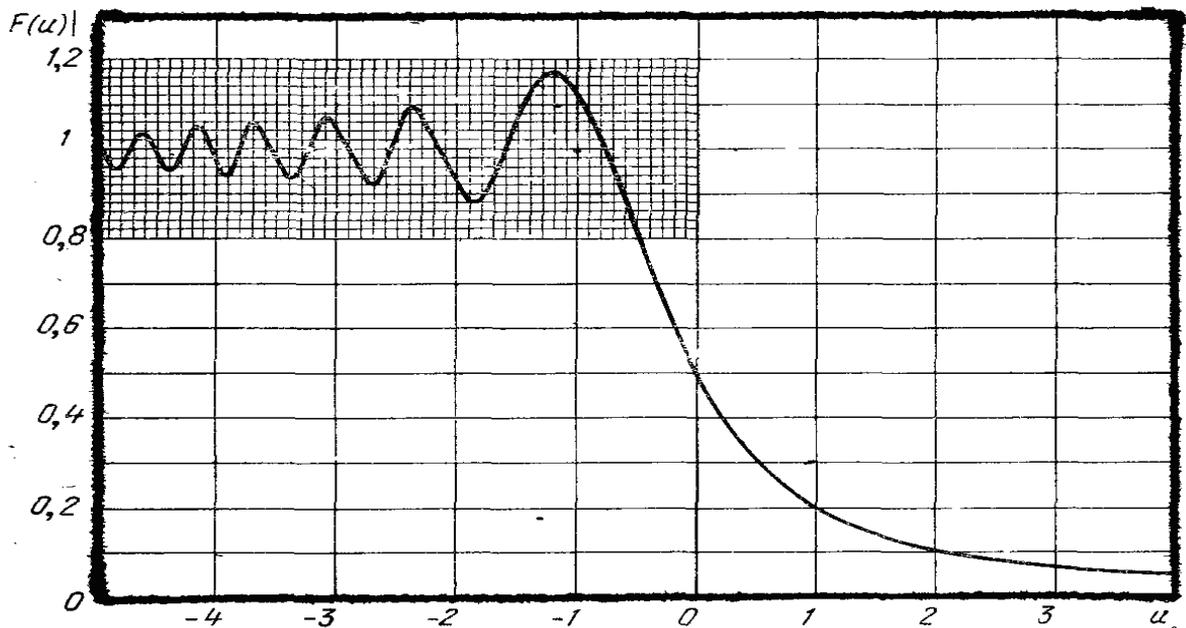


Рис. 2.6

Значения интегралов Френеля, перепечатанные с округлением из [6], приведены в Приложении 1. Из определения интегралов Френеля следует, что

$$C(-u_0) = -C(u_0), \quad S(-u_0) = -S(u_0).$$

2.3. Дифракция Френеля на длинной щели

С помощью интегралов Френеля можно исследовать дифракцию на длинной продольной щели в плоском экране (рис. 2.6). Края щели определяются координатами x_1 и x_2 , которым соответствуют параметры u_1 и u_2 .

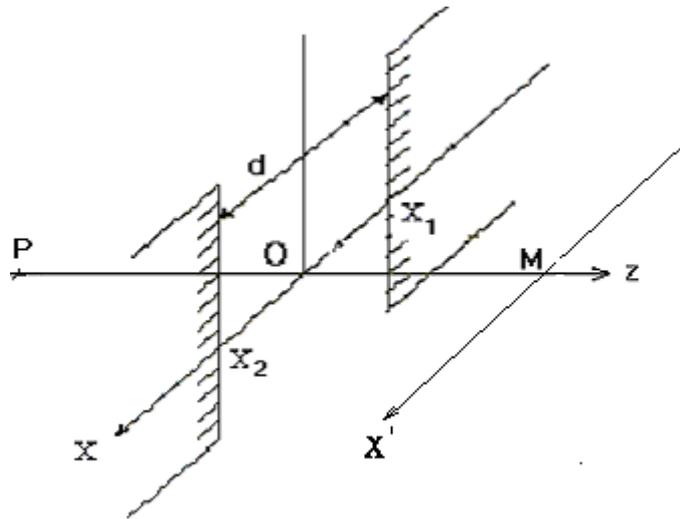


Рис. 2.7

Проведем через т. М ось x' , параллельную оси x . Будем также считать, что щель расположена вблизи т. М так, что $\rho_0 \gg r_0$. Тогда смещение т. М по оси x' можно приближенно рассматривать как смещение щели вдоль оси x при неподвижных точках Р и М.

Поле в этом случае определяется формулой (2.9) с заменой $F(u_0)$ на $F(u_1) - F(u_2)$. Действительно, поле в т. М в этом случае пропорционально интегралу, который может быть вычислен как

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \int_{u_1}^{u_2} e^{-j \frac{\pi}{2} u^2} du = F(u_1) - F(u_2) \quad (2.12)$$

Величина $u_2 - u_1$ пропорциональна числу зон Френеля, укладывающихся на ширине щели d . При этом возможны три случая:

1) Широкая щель: $d \gg R_1$ - радиуса первой зоны Френеля, $u_1 - u_2 \gg 1$. На щели укладывается большое число зон Френеля. Поле $U(M) \approx U_0$ и не будет существенно изменяться при незначительном смещении точки М, поскольку край щели будет перекрывать зоны высокого порядка. Когда точка М сместится настолько, что край щели начнет перекрывать первые зоны Френеля, поле в плоскости наблюдения начнет уменьшаться (рис 2.8а). Область пространства, где наблюдается такой вид дифракции, называется ближней зоной источника излучения, каким в данном случае является щель. Ближняя зона располагается непосредственно вблизи источника излучения, где размеры

зон Френеля малы. С уменьшением длины волны граница ближней зоны отодвигается от источника.

2) Средняя щель: $d \approx R_1$. На щели укладывается лишь несколько первых зон Френеля. Колебания поля $U(M)$ в этом случае начинаются сразу же при смещении точки M от центра щели. Когда точка M находится против центра щели, в ней может быть максимум или минимум поля (рис. 2.8б) в зависимости от того, укладывается на щели четное или нечетное число зон Френеля. Область пространства, в которой наблюдается такой вид дифракции называется областью Френеля. Именно для этой области имеют смысл и значение понятия зон Френеля и области, существенной для распространения радиоволн.

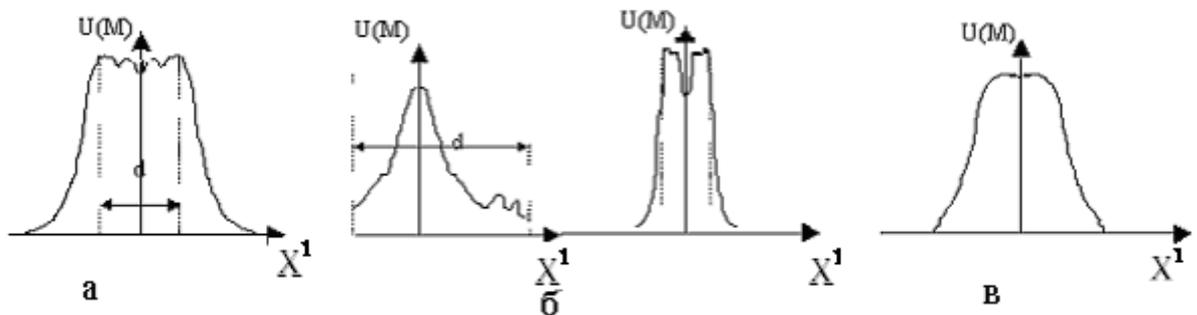


Рис. 2.9

3) Узкая щель: $d \ll R_1$. На щели укладывается лишь часть первой зоны Френеля. При смещении точки M как по оси x , так и по оси z поле изменяется монотонно (см. рис. 2.9в). Область пространства, в которой наблюдается такой вид дифракции называется областью Фраунгофера или дальней зоной источника. При определении поля источника в его дальней зоне лучи, идущие от разных точек источника в точку наблюдения, можно считать параллельными, что значительно облегчает процесс вычислений. Понятия ближней, промежуточной (Френеля) и дальней (Фраунгофера) широко используются в теории излучения антенн.

Рассмотренный выше метод решения дифракционных задач является приближенным. При вычислении интегралов типа (2.1) или (2.2) предполагается, что поле на экране полностью отсутствует, а на освещенной части по-

верхности S_0 оно такое же, как при отсутствии экрана. Такое приближение называется приближением Кирхгофа. Оно оправдано, если размеры препятствия много больше длины волны.

3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Описание экспериментальной установки

Установка (рис. 3.1а) состоит из высокочастотного генератора Г4-155(1); передающей (2) и приемной (5) антенн-рупоров; каретки (3),двигающейся по рельсам (4), детекторной секции (6) с амперметром (7).

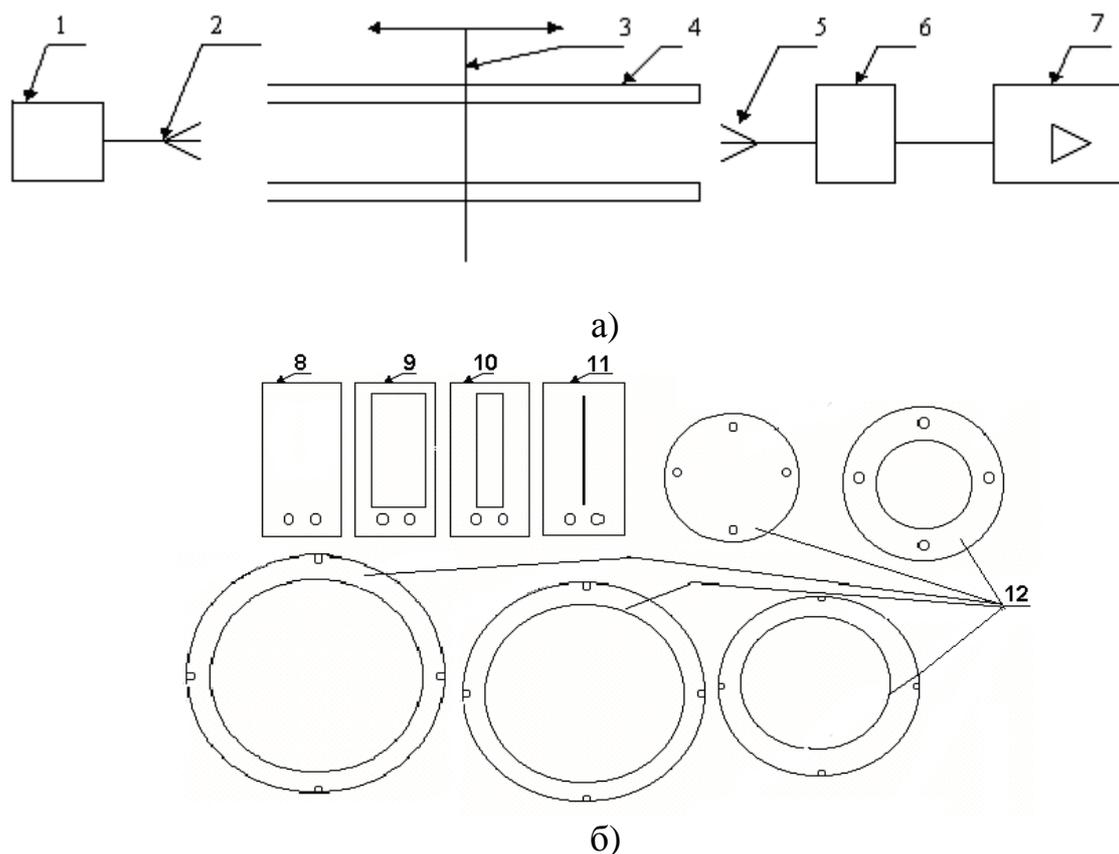
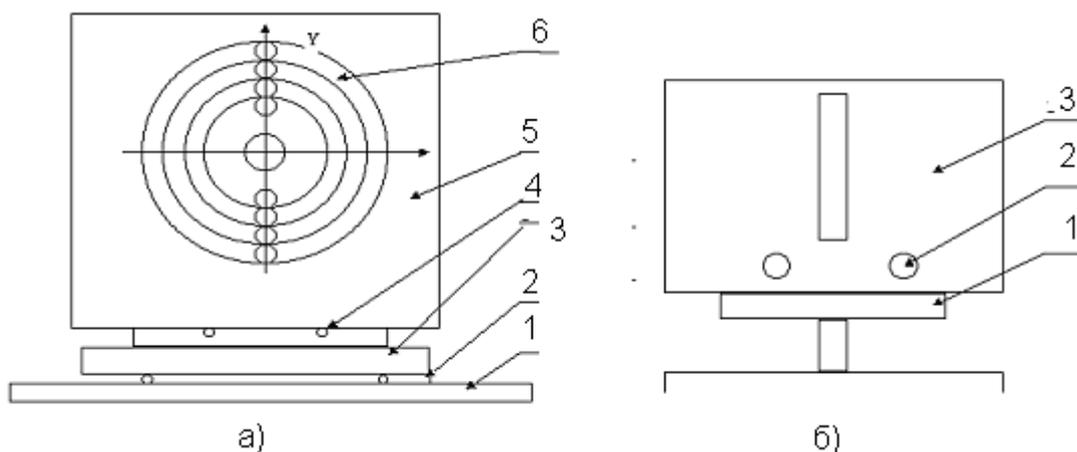


Рис. 3.1

На рис. 3.1б показаны комплектующие к экспериментальной установке:
набор сменных металлических экранов (8-11), металлические кольца-зоны Френеля (12)

На рис. 3.2 изображены узлы экспериментальной установки: каретка 3 с укрепленным на ней деревянным экраном 5 и зонами Френеля 6. Положение каретки 3 фиксируется с помощью укрепленного на ней указателя 2 и отсчетной линейки 1 (см. рис.3.2а).



На рис. 3.2б показана установка для исследования дифракции на щели. Радиусы металлических колец, предназначенных для закрывания зон Френеля, приведены в табл. 3.1. Там же приведены размеры щелей в экране.

Таблица 3.1

Размеры колец и щелей

Номер кольца	1	2	3	4	5	6
Радиусы, см	6,7	9,4	11,6	13,4	14,9	16,4
Номер щели	1	2	3			
Ширина щели, мм	240	50	3,5	-	-	-

Согласно формуле (2.4), радиусы колец должны быть пропорциональными \sqrt{n} , где n-номер соответствующей зоны Френеля.

3.2. Расчетное задание

3.2.1. Рассчитайте и постройте по формуле (2.6) продольное сечение области, существенной для распространения радиоволн, ограничив ее первой зоной Френеля. Параметры исходных данных возьмите из табл. 3.2 для ука-

б) на щели $d_2=R_1$. Занести результаты $F_1(U_0)$ в таблицу

Таблица 3.6

x_0 , см	$-5R_1$	$-4R_1$	$-3R_1$	$-2R_1$	$-1R_1$	0	$2R_1$	$3R_1$	$4R_1$	$5R_1$
U_0 , отн ед										
$F_2(U_0)$ Расчет										
$F_2(U_0)$ Эксп-т										

в) на узкой щели $d_3 \ll R_1$. Занести результаты $F_1(U_0)$ в таблицу

Таблица 3.7

x_0 , см	$-5R_1$	$-4R_1$	$-3R_1$	$-2R_1$	$-1R_1$	0	$2R_1$	$3R_1$	$4R_1$	$5R_1$
U_0 , отн ед										
$F_3(U_0)$ Расчет										
$F_3(U_0)$ Эксп-т										

3.3 Порядок выполнения работы

3.3.1. Установите расстояние между антеннами ($r_0 + \rho_0$), соответствующее вашему варианту. Убедитесь, что прямая, соединяющая передающую и приемную антенны, проходит через центр зон Френеля. На генераторе установите частоту, соответствующую заданной длине волны. Добейтесь максимальных показаний усилителя настройкой генератора и детекторной секции приемной антенны. Краткое описание работы с приборами дано в Приложении.

3.3.2. Установите каретку с деревянным экраном на расстоянии r_0 , рассчитанное в п. 3.2.2, и поместите на экран все кольца. Открывайте последовательно зоны Френеля, снимая поочередно кольца, начиная с середины. Постройте зависимость $U(M)=f(n)$ и сравните полученные результаты с ожидаемыми по теории, например из рис. 2.3

3.3.3. Пронаблюдайте и зафиксируйте изменение сигнала для случаев, когда открыты только четные или только нечетные зоны Френеля. Проанализируйте результаты и объясните их.

3.3.4. С помощью экрана для первой зоны Френеля наблюдайте существование пятна Пуассона.

3.3.5. Исследуйте дифракцию на краю экрана для условий п. 3.2.3. Сравните результаты с расчетными.

3.3.6. Исследуйте дифракцию на длинных прямоугольных щелях в плоском экране. Для этого подберите такие расстояние от щели до приемной антенны и нужную щель, чтобы выполнялись условия для всех видов дифракции (количество зон Френеля, укладываемых на ширине щели). Перемещая приемную антенну в поперечном направлении щели, измерьте распределение поля и убедитесь, что оно соответствует данному типу дифракции.

4. СОДЕРЖАНИЕ И ОФОРМЛЕНИЕ ОТЧЕТА

- 4.1. Краткое описание цели работы и экспериментальной установки.
- 4.2. Результаты расчетного задания.
- 4.3. Экспериментальные результаты, оформленные в виде таблиц и графиков, совмещенных с теоретическими.
- 4.4. Физическое объяснение и анализ полученных результатов, а также причины возможного расхождения теории и эксперимента.

5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем сущность принципа Гюйгенса?
2. Из каких условий определяются границы зон Френеля?
3. .Какая область пространства является существенной при распространении радиоволн и почему?
4. Получите формулу для радиусов зон Френеля.
5. Как взаимодействуют поля от зон Френеля в точке наблюдения и почему?
6. Как можно закрывая некоторые зоны Френеля увеличить поле в точке наблюдения по сравнению со свободным пространством?
7. Что такое ближняя и дальняя зоны излучателя?

8. При каких условиях наблюдается дифракция Фраунгофера и Френеля?
9. Объясните зависимость поля в точке наблюдения от числа открытых зон Френеля.
10. Изобразите зависимость поля в точке наблюдения от расстояния r_0 для всех типов дифракции на щели.

6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.М. Петров Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов. - М.: Горячая линия- Телеком, 2007.-558 с.
2. Л.А.Боков Электромагнитные поля и волны: Уч.пособие. –Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2003-214 с.
3. Замотринский В.А., Падусова Е.В., Соколова Ж.М., Шангина Л.И. Электромагнитные поля и волны: Уч.пособие. –Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2006.-175с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Интегралы Френеля.

u_0	$C(u_0)$	$S(u_0)$	u_0	$C(u_0)$	$S(u_0)$
0.00	0.000	0.000	1.55	0.402	0.673
0.05	050	000	1.60	366	639
0.10	100	000	1.65	339	597
0.15	150	002	1.70	324	549
0.20	200	004	1.75	322	499
0.25	250	008	1.80	334	451
0.30	299	014	1.85	358	408
0.35	349	022	1.90	394	473
0.40	398	033	1.95	439	351
0.45	446	047	2.00	489	343
0.50	492	065	2.05	537	351
0.55	538	086	2.10	582	374
0.60	581	110	2.15	616	410
0.65	622	139	2.20	636	456
0.70	660	173	2.25	640	505
0.75	694	209	2.30	627	553
0.80	723	249	2.35	597	593
0.85	747	293	2.40	555	620
0.90	765	340	2.45	506	629
0.95	776	389	2.50	457	619
1.00	780	438	2.55	413	591
1.05	776	468	2.60	389	550
1.10	764	536	2.65	381	501
1.15	744	582	2.70	392	453
1.20	715	623	2.75	423	414
1.25	680	659	2.80	468	392
1.30	639	686	2.85	517	391
1.35	592	705	2.90	562	410
1.40	543	714	2.95	593	448
45	493	711	3.00	606	496
50	445	698	-	-	-

Расчет распределения полей дифрагированных на разных препятствиях

Теория дифракции решает задачи, возникающие в различных разделах физики, радиофизики, оптики радиотехники. Вопросы, связанные с дифракцией электромагнитных волн, занимают значительное место в подготовке современного радиоинженера.

. **Исходные соотношения.** Рассмотрим дифракцию на отверстии в плоском экране в приближении Кирхгофа. При этом удобно использовать формулу Кирхгофа в форме (2.2). При $k \cdot r \gg 1$ представим формулу (2.2) в виде

$$\frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} = -\frac{j \cdot k \cdot r + 1}{r^2} e^{-j \cdot k \cdot r} \cdot \cos(\vec{n}, \vec{r}) = -jk \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \cos(\vec{n}, \vec{r})$$

[1]

$$\dot{U}(M) = \frac{j \cdot k}{2 \cdot \pi} \int_{S_0} \dot{U}_{S_0} \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \cos(\vec{n} \cdot \vec{r}) ds \quad (\text{П2.1})$$

Введем на отверстии прямоугольную систему координат с осью, перпендикулярной S_0 (рис. П2.1).

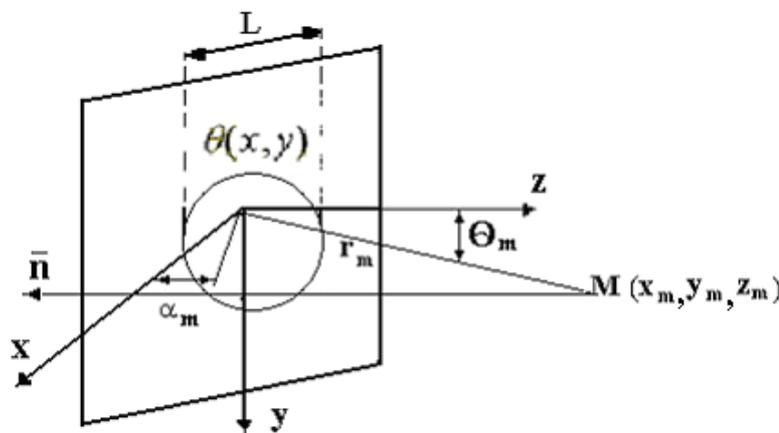


Рис.2.2

Рисунок П2.1

Тогда расстояние от любой точки в пределах отверстия $\theta(x, y)$ до точки наблюдения $M(x_m, y_m, z_m)$ равно

$$r = \sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_m)^2} = \sqrt{z_m^2 - 2(xx_m + yy_m) + x^2 + y^2} \quad (\text{П2.2})$$

Представим последнее выражение в виде ряда для точек M , достаточно удаленных от отверстия, т.е. при $r_m \gg L$, где L - максимальный размер отверстия

$$r = r_m - \frac{xx_m - yy_m}{r_m} + \frac{x^2 + y^2}{2r_m} + \dots \quad (\text{П2.3})$$

В зависимости от соотношения L и r_m различают три пространственные области, для каждой из которых характерен свой способ вычисления интеграла в формуле (2.3). Заметим, что точность вычисления r в разложении (2.5) зависит от того, определяет ли оно амплитудный множитель $1/r$ или фазовый $e^{-j \cdot k \cdot r}$. В фазовом множителе точность должна быть, как правило, выше, поскольку изменение r в нем сравнивается с длиной волны, а не с величиной r_m , как в амплитудном множителе [3,4,5].

Область дифракции Фраунгофера

В этой области расстояние r_m настолько велико, что в разложении (П2.2) можно ограничиться первыми двумя членами для фазового множителя $e^{-j \cdot k \cdot r}$, а также считать что $1/r \approx 1/r_m$ и $\cos(\vec{n} \vec{r}) \approx \cos(\vec{n} \vec{r}_m)$.

Тогда при введении сферической системы координат получим

$$x_m = r_m \sin \theta_m \cos \alpha_m, \quad y_m = r_m \sin \theta_m \sin \alpha_m,$$

$$\dot{U}(M) = \frac{j e^{-j \cdot k \cdot r_m}}{\lambda \cdot r_m} \cos(\vec{n} \cdot \vec{r}_m) \int_{s_0} U_0 e^{j \cdot k \cdot (x \cdot \cos \alpha_m + y \cdot \sin \alpha_m) \cdot \sin \theta_m} dS \quad (\text{П2.3})$$

Считается, что такое приближение справедливо, если третий член в разложении (П2.2) вносит фазовую ошибку, меньшую $\pi/8$ [6]. Для этого достаточно, чтобы выполнялось условие.

$$r_m \gg 2L^2/\lambda, \quad (\text{П2.4})$$

где λ - длина волны.

Таким образом, дальняя зона (зона Фраунгофера) расположена от отверстия $\theta(x, y)$ на расстояниях, удовлетворяющих условию (П2.4). Для этой зоны характерно, что лучи, идущие из разных точек отверстия $\theta(x, y)$ в точку наблюдения М, можно считать параллельными и диаграмма направленности излучения отверстия $\theta(x, y)$, т.е. зависимость $U(M)$ от углов Θ_m и α_m , не зависит от r_m .

Область дифракции Френеля

В этой области расстояние r_m не настолько велико, чтобы выполнялось условие (П2.4), и поэтому в разложении (П2.2) необходимо учитывать третье слагаемое. Однако в амплитудном множителе можно считать, что

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_m} \text{ и } \cos(\vec{n} \cdot \vec{r}) \approx \cos(\vec{n} \cdot \vec{r}_m),$$

Тогда

$$\dot{U}(M) = \frac{j \cdot \cos(\vec{n} \cdot \vec{r}_m)}{\lambda \cdot r_m} e^{-j \cdot k \cdot r_m} \int_{s_0} U_0 e^{j \cdot k \cdot f(x, y)} dS \quad (\text{П2.5})$$

где

$$f(x, y) = \frac{xx_m + yy_m}{r_m} - \frac{x^2 + y^2}{2r_m}.$$

Ближняя граница области Френеля определяется из условия, что следующие отброшенные члены в разложении (2.5) вносят фазовую ошибку, меньшую $\pi/8$. Таким образом, область Френеля имеет следующие границы

$$0,62\sqrt{\frac{L^3}{\lambda}} \leq r_m \leq \frac{2L^2}{\lambda}. \quad (\text{П2.6})$$

Ближняя зона-область, примыкающая к источнику

В этой зоне ни одно из делавшихся допущений не справедливо и поле вычисляется по формулам (2.3) и (2.4).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3**1. Генератор сигналов Г4-156****I.I. Основные технические данные прибора**

Диапазон частот 25 - 40 ГГц.

основная погрешность установки частоты выходного сигнала не более $\pm 1\%$ В приборе обеспечиваются следующие виды управления параметрами выходного сигнала:

ручное - частотой, мощностью и модуляцией;

по внутренней программе - частотой и мощностью; дистанционное управление.

Наибольшая гарантируемая выходная мощность не модулируемых колебаний / Нк / не менее 5 мВт при КСВН нагрузки не более 1.2.

Пределы регулирования выходной мощности не менее 6-20 дБ, а дополнительное ослабление мощности НК - не менее 20 дБ.

1.2. Подготовка генератора к работе

Потяните на себя кнопку включения сети, при этом должны включиться индикатор «-20 дБ», а на цифровом табло - запятая после второго знака слева и произвольная комбинация сегментов во всех разрядах.

1.3. Подготовка к проведению измерений

Нажмите дважды кнопку «ПУСК» и затем кнопку «СБРОС», должно наблюдаться свечение индикатора -20 дБ, а на цифровом табло - запятая после второго разряда слева и цифры 0 на табло «НОМЕР ШАГА».

Восьмикратным нажатием кнопки «0» наберите цифру 0 в восьми разрядах цифрового табло, затем кнопкой «СБРОС» выключите табло /будут светиться только запятая и номер шага/ и повторите эти операции с каждой оцифрованной кнопкой.

Убедитесь, что при каждом нажатии кнопок «НОМЕР ШАГА» или «ЗАПИСЬ»

показания табло НОМЕР ШАГА увеличиваются на единицу.

Последовательным нажатием кнопок ПУСК и РУЧ. включите световые индикаторы над ними.

Кнопками «1» и «2» проверьте по цифровому табло возможность перестройки прибора по частоте соответственно в сторону уменьшения и увеличения частоты до ограничения.

Кнопками «3» и «4» проверьте по цифровому табло возможность регулирования уровня мощности в пределах от 00 по 99 .

Кнопками с цифрами от «6» до 8 проверьте возможность переключения режимов модуляции по индикаторам,  ; ВНШ. , НГ .

ВНИМАНИЕ ! Модуляция меандром при включении индикаторов  ~ или ВНЕШ.

Прибор готов к проведению измерений через 30 мин после включения.

1,4. Проведение измерений.

Последовательно нажмите кнопки «ПУСК» , «РУЧ».

Перестройте прибор, на требуемую частоту кнопками «1» и «2» ,
Установите требуемый режим модуляции, включив индикатор «~»

Установите требуемый уровень мощности кнопками «3» и «4» ,
при необходимости более плавной установки мощности, пользуйтесь
внешним аттенуатором.

ВНИМАНИЕ I. Уменьшая мощность кнопкой «3», следите за уровнем мощности по цифровому табло прибора, помните, что при изменении показаний; табло УРОВЕНЬ МОЩНОСТИ от 00 до 99 на выходе прибора мощность возрастает скачком на 20 -30 дБ.

При регулировке уровня мощности следует иметь ввиду, что минимальная мощность на выходе прибора может быть при показаниях табло УРОВЕНЬ МОЩНОСТИ отличник от 00. Поэтому в отдельные случаях при увеличении показаний табло от 00 до 99 уровень мощности на выходе прибора сначала уменьшается. а затем начинает увеличиваться.