

УДК 621 372

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ОТОБРАЖЕНИЯ ТЕПЛОВЫМ РЕЛЬЕФОМ ЗАКОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА МОЩНОСТИ СВЧ

Б. И. Власов, Н. В. Котосонов, Б. Д. Корчагин, Ю. М. Пьяных

Рассматривается задача о воздействии волны типа H_{01} , модулированной низкой частотой Ω (меандр), на пленочную согласованную нагрузку. Показано, что на поглощающей пленке в стационарном режиме наряду с тепловым рельефом нулевого порядка существуют рельефы первого, второго и т. д. порядков, пульсирующие с частотами $\Omega, 3\Omega, 5\Omega, \dots$ и имеющие сдвиги фаз $\varphi_1, \varphi_3, \varphi_5, \dots$. Отмечается, что с возрастанием порядкового номера пульсирующего теплового рельефа увеличивается степень его соответствия закону распределения мощности СВЧ.

Экспериментальные результаты подтверждают теоретические выводы.

В работе [1] обоснована принципиальная возможность формирования на пленочной согласованной нагрузке теплового рельефа, адекватно отображающего закон распределения плотности потока мощности СВЧ. Однако из-за конечной величины теплопроводности пленки может иметь место несоответствие температурного рельефа и закона распределения непрерывной мощности СВЧ. Поэтому представляет интерес поиск путей повышения степени адекватности тепловых рельефов распределению потока мощности в волноводных трактах.

1. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим воздействие СВЧ излучения, модулированного низкой частотой Ω , на согласованную пленку, размещенную в поперечном сечении волновода на расстоянии $(2n+1)\lambda_{вол}/4$ перед отражающим поршнем. Пусть в прямоугольном волноводе возбуждается волна типа H_{01} , промодулированная меандром с частотой повторения Ω . Тогда электрическое поле падающей волны можно представить в виде

$$E_{x \text{ пад}} = E_0 \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \left[\sin(\Omega t) + \frac{\sin(3\Omega t)}{3} + \frac{\sin(5\Omega t)}{5} + \dots \right] \right\} \times \\ \times \sin(\omega t - k'z) \sin \frac{\pi y}{a},$$

где $k' = (2\pi/\lambda) \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля

$$E_{x \text{ пл}}(0) = E_{x \text{ пл}}(d_1) = E_{x \text{ пад}}(0).$$

Тогда интенсивность выделения тепла в элементе объема металлической пленки $dV = d_1 dx dy$ равна

$$dP(x, y, t) = \sigma d_1 |E_{x \text{ пл}}|^2 dx dy = \sigma d_1 E_0^2 \sin^2 \frac{\pi y}{a} \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \left[\sin(\Omega t) + \dots \right] \right\}^2 dx dy$$

$$+ \left. \frac{\sin(3\Omega t)}{3} + \dots \right\}^2 \sin^2(\omega t) dx dy,$$

d_1 — толщина металлической пленки, σ — удельная проводимость пленки.

Составляя уравнение теплового баланса для элемента «приведенной» пленки толщиной d и площадью $dx dy$ и полагая, что выделение тепла происходит по всей толщине «приведенной» пленки, получим

$$dc\rho \frac{\partial u}{\partial t} = d\lambda \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \chi u + F(x, y, t), \quad (1)$$

где

$$F(x, y, t) = P_0 \sin^2 \frac{\pi y}{a} \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \left[\sin(\Omega t) + \frac{\sin(3\Omega t)}{3} + \dots \right] \right\}^2 \sin^2(\omega t),$$

$P_0 = \sigma d_1 E_0^2$ — плотность потока энергии ($вт \cdot см^{-2}$), λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, χ — коэффициент теплообмена, $u(x, y, t) = T(t) - T_0$ — изменение температуры пленки; температуру окружающей среды принимаем равной нулю.

Уравнение (1) с помощью замены переменных $u(x, y, t) = \exp(-h^2 t) w(x, y, t)$ может быть приведено к виду

$$\frac{\partial w}{\partial t} = g^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + F_0(x, y, t), \quad (2)$$

где

$$F_0 = \exp(h^2 t) \frac{F}{dc\rho} = \frac{P_0}{dc\rho} \sin^2 \frac{\pi y}{a} \exp(h^2 t) \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \times \right. \\ \left. \times [\sin(\Omega t) + \dots] \right\}^2 \sin^2(\omega t), \\ g^2 = \lambda/c\rho, \quad h^2 = \chi/dc\rho.$$

Начальное и граничные условия запишутся так:

$$w(x, y, 0) = 0, \quad w(x, 0, t) = w(x, a, t) = 0, \\ w(0, y, t) = w(b, y, t) = 0. \quad (3)$$

Решение уравнения (2) с учетом условий (3) представим в виде ряда [2]

$$w(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{m\pi}{b} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right) \int_0^t \Psi_{mn}(\tau) \exp[-v_{mn}^2(t-\tau)] d\tau,$$

где

$$\Psi_{mn}(\tau) = \frac{4}{ab} \int_0^a \int_0^b F_0(x, y, \tau) \sin\left(\frac{m\pi}{b} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right) dx dy,$$

$$v_{mn}^2 = g^2 \left[\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \right].$$

В общем случае задача о формировании температурного рельефа под действием излучения СВЧ на пленочной согласованной нагрузке списывается с помощью неоднородного дифференциального уравнения

(1) с начальными и граничными условиями (3). Учитывая неравенства $\omega \gg \Omega$, $\omega \gg v_{mn}^2$, его решение можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 u(x, y, t) = & \frac{P_0}{dcp} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \frac{4}{n\pi} \frac{[(-1)^n - 1]}{n^2 - 1} \times \\
 & \times \left\{ \frac{1}{v_{mn}^{\prime 2}} + \frac{4}{\pi} \frac{\sin(\Omega t - \varphi_1^{(mn)})}{(v_{mn}^{\prime 4} + \Omega^2)^{1/2}} + \frac{1}{3} \frac{4}{\pi} \frac{\sin(3\Omega t - \varphi_3^{(mn)})}{[v_{mn}^{\prime 4} + (3\Omega)^2]^{1/2}} + \dots \right\} \times \\
 & \times \sin\left(\frac{m\pi}{b} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right) + \frac{P_0}{dcp} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-v_{mn}^{\prime 2} t) \frac{2}{m\pi} \times \quad (4) \\
 & \times [(-1)^m - 1] \frac{4}{n\pi} \frac{[(-1)^n - 1]}{n^2 - 4} \left[\frac{1}{v_{mn}^{\prime 2}} - \frac{4}{\pi} \frac{\Omega}{v_{mn}^{\prime 4} + (\Omega)^2} - \dots \right] \times \\
 & \times \sin\left(\frac{m\pi}{b} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right),
 \end{aligned}$$

где

$$v_{mn}^{\prime 2} = v_{mn}^2 + h^2,$$

$$\varphi_{2p-1}^{(mn)} = \arctg [\Omega(2p-1)] \left\{ g^2 \left[\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \right] + h^2 \right\}^{-1}.$$

Выражение (4) описывает процесс установления теплового состояния согласованной пленки.

Представляет интерес случай установившегося (стационарного) теплового режима, наступающего при длительном воздействии ($t \rightarrow \infty$). Из (4) в этом случае легко получить

$$\begin{aligned}
 u(x, y, t) = & \frac{P_0}{\chi} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \frac{4}{n\pi} \frac{[(-1)^n - 1]}{n^2 - 4} \times \\
 & \times \left\{ \left[\left(1 + \left(\frac{m\pi}{kb}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{ka}\right)^2\right)^{-1} + \frac{4}{\pi} \sin(\Omega t - \varphi_1^{(mn)}) \left[\left(1 + \frac{m^2\pi^2}{k^2b^2} + \right. \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. + \frac{n^2\pi^2}{k^2a^2}\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{h^2}\right)^2 \right]^{-1/2} + \frac{1}{3} \frac{4}{\pi} \sin(3\Omega t - \varphi_3^{(mn)}) \left[\left(1 + \frac{m^2\pi^2}{k^2b^2} + \right. \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. + \frac{n^2\pi^2}{k^2a^2}\right)^2 + \left(\frac{3\Omega}{h^2}\right)^2 \right]^{-1/2} + \dots \right\} \sin\left(\frac{m\pi}{b} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right),
 \end{aligned}$$

где $k^2 = h^2/g^2 = \chi/\lambda d$.

Последнее соотношение указывает, что на поглощающей пленке наряду с тепловым рельефом нулевого порядка существуют рельефы первого, второго и т. д. порядков, пульсирующие с частотами Ω , 3Ω , 5Ω , ... и имеющие сдвиги фаз $\varphi_1^{(mn)}$, $\varphi_3^{(mn)}$, $\varphi_5^{(mn)}$, ... Амплитуды пространственных гармоник, определяющие температурное распределение для каждого из рельефов, уменьшаются с увеличением частоты пульсации. Однако при этом с возрастанием порядкового номера пульсирующего рельефа наблюдается лучшая степень его соответствия закону распределения падающей мощности СВЧ при тех же самых теплофизических параметрах пленочной нагрузки.

В целях упрощения задачи об адекватном отображении распределения потока мощности СВЧ температурным рельефом высших поряд-

ков проведем анализ одномерного случая. Наиболее интересным с этой точки зрения является температурное распределение вдоль оси x для волны типа H_{01} , которое формируется потоком мощности СВЧ, имеющим значительный градиент вблизи широких стенок волновода. В этом случае для неоднородного уравнения

$$\frac{\partial v}{\partial t} = g^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - h^2 v + B(x, t),$$

где

$$B(x, t) = \frac{P_0}{dc\rho} \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \left[\sin(\Omega t) + \frac{\sin(3\Omega t)}{3} + \dots \right]^2 \sin^2(\omega t) \right\},$$

с начальными и граничными условиями

$$v(x, 0) = 0, \quad v\left(\frac{b}{2}, t\right) = v\left(-\frac{b}{2}, t\right) = 0$$

при $t \rightarrow \infty$ (стационарный режим) можно записать решение

$$\begin{aligned} v(x, \infty) = & \frac{P_0}{\chi} \left[1 - \frac{\text{ch}(kx)}{\text{ch}(kb/2)} \right] + \frac{4}{\pi} \frac{P_0}{\chi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \times \\ & \times \sin(\Omega t - \varphi_1^{(m)}) \left\{ \left[1 + \left(\frac{m\pi}{kb} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\Omega}{h^2} \right)^2 \right\}^{-1/2} \sin \left[\frac{m\pi}{b} \left(x + \frac{b}{2} \right) \right] + \\ & + \frac{1}{3} \frac{4}{\pi} \frac{P_0}{\chi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \sin(3\Omega t - \varphi_3^{(m)}) \left\{ \left[1 + \left(\frac{m\pi}{kb} \right)^2 \right]^2 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{3\Omega}{h^2} \right)^2 \right\}^{-1/2} \sin \left[\frac{m\pi}{b} \left(x + \frac{b}{2} \right) \right] + \dots, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$k^2 = \frac{h^2}{g^2} = \frac{\chi}{\lambda d}, \quad \varphi_{2p-1}^{(m)} = \text{arctg} \frac{\Omega(2p-1)}{h^2 [1 + (m\pi/kb)^2]}, \quad p = 1, 2, 3, \dots$$

Аналогично общему случаю в выражении (5) отдельные ряды представляют пульсирующие температурные рельефы, устанавливающиеся вдоль оси x .

Рассмотрим пульсирующий температурный рельеф первого порядка, определяемый рядом

$$\begin{aligned} v_2(x, \infty) = & \frac{4}{\pi} \frac{P_0}{\chi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \sin \left\{ \Omega t - \text{arctg} \frac{\Omega}{h^2 [1 + (m\pi/kb)^2]} \right\} \times \\ & \times \left\{ \left[1 + \left(\frac{m\pi}{kb} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\Omega}{h^2} \right)^2 \right\}^{-1/2} \sin \left[\frac{m\pi}{b} \left(x + \frac{b}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Ряд (6) является знакопеременным условно сходящимся; если положить $x = 0$, то будем иметь ряд, для которого выполняются условия

$$\begin{aligned} \lim_{m \rightarrow \infty} a_m = & \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \sin(\Omega t - \varphi_1^{(m)}) \times \\ & \times \left\{ \left[1 + \left(\frac{m\pi}{kb} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\Omega}{h^2} \right)^2 \right\}^{-1/2} \sin \frac{m\pi}{2} = 0, \\ & |a_1| > |a_3| > |a_5| > \dots > |a_{2p-1}| > \dots \end{aligned} \quad (7)$$

В знакопеременном ряду, удовлетворяющем условиям (7), можно ограничиться первыми m_0 членами, ошибка при таком приближении будет меньше величины первого из отбрасываемых членов по абсолютной величине. Аналогичную оценку можно выполнить для любого x . Тогда, выбирая частоту повторения меандра Ω так, чтобы выполнялось неравенство

$$\Omega \gg h^2 \left[1 + \left(\frac{m_0 \pi}{kb} \right)^2 \right], \quad (8)$$

для температурного рельефа первого порядка можно записать

$$v_{\Omega}(x, \infty) \approx \frac{4}{\pi} \frac{P_0}{\chi} \frac{\sin(\Omega t - \pi/2)}{\Omega/h^2} \sum_{m=1}^{m_0} \frac{2}{m\pi} [1 - (-1)^m] \times \\ \times \sin \left[\frac{m\pi}{b} \left(x + \frac{b}{2} \right) \right] = \text{const} \frac{\sin(\Omega t - \pi/2)}{\Omega}. \quad (9)$$

Таким образом, температурный рельеф первого порядка отображает закон равномерного распределения потока СВЧ мощности с точностью замены бесконечного ряда (6) конечным, состоящим из m_0 членов.

С ростом номера гармонической составляющей пульсирующего рельефа неравенство (8) усиливается, а точность совпадения (адекватности) температурного рельефа (9) с законом равномерного распределения потока мощности СВЧ будет возрастать. Это следует из того факта, что увеличение частоты пульсации приводит к росту затухания температурных волн [3], распространяющихся вдоль пленочной структуры от бесконечно малых участков поглощающей пленки, которые можно рассматривать как соответствующие температурные источники.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для экспериментального исследования полей СВЧ была изготовлена металлополупроводниковая индицирующая структура, исключая необходимость механического перемещения термозонда [1] и связанных с ним погрешностей измерения. Индицирующая структура состоит из поглощающего нихромового слоя, нанесенного на тонкую слюдяную подложку ($\sim 10 - 20$ мк), и дискретной системы пленочных сравнительно идентичных по электрическим и теплофизическим параметрам полупроводниковых термопар (рис. 1). Полупроводниковые ветви p - и n -типа образуют горячий спай. Холодные спаи термопар выводятся за поперечное сечение волновода под фланцы и находятся при температуре окружающей среды.

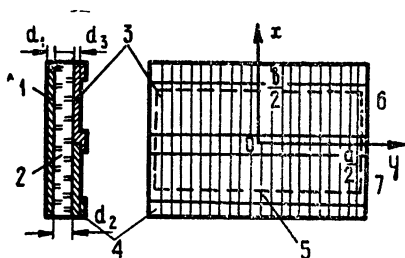


Рис. 1. Индицирующая мозаичная структура: 1—нихром, 2—слюда, 3—термопары, 4—серебряные контакты, 5 — сечение волновода, 6 — n -полупроводник, 7 — p -полупроводник.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Здесь генератор СВЧ—1, генератор прямоугольных импульсов—2,

измерительная линия — 3, аттенюаторы — 4, 5, селективный вольтметр В6-6—6, вольтметр постоянного напряжения В2-3—7, индицирующая структура с коммутатором термопар—8, широкополосный усилитель—9, осциллограф С1-19Б—10. При подаче от генератора 2 прямоугольных импульсов на замедляющую систему генератора 1 в прямоугольном волноводе стандартного сечения 10×23 мм возбуждается волна типа H_{01} ($f = 9,37$ Гц), амплитудные значения компонент которой промодулированы по закону меандра с частотой повторения $F = \Omega/2\pi = 18$ гц. Постоянный 4 и переменный 5 аттенюаторы обеспечивают необходимую развязку и требуемый для уверенной индикации уровень потока мощности (0,003—0,3 вт).

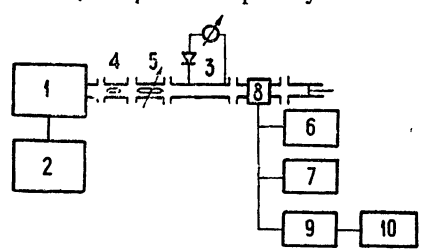


Рис 2. Блок-схема экспериментальной установки.

При облучении модулированным потоком СВЧ мощности ЭДС, возникающая на каждой термопаре, пропорциональна температуре горячего спая и имеет постоянную и переменные составляющие

$$E(x_n) = (\alpha_1 + \alpha_2) \Delta T(x_n),$$

$$E_{\Omega}(x_n) = (\alpha_1 + \alpha_2) \Delta T_{\Omega}(x_n),$$

.

$$E_{(2p-1)\Omega}(x_n) = (\alpha_1 + \alpha_2) \Delta T_{(2p-1)\Omega}(x_n),$$

где α_1, α_2 — коэффициент термоэдс пленок p - и n -типа, $\Delta T(x_n), \Delta T_{\Omega}(x_n), \dots$ — перепады температур, определяемых выражением (5), x_n — координата размещения спая в направлении, перпендикулярном длине термопары.

Путем электрической коммутации постоянная составляющая измерялась с точностью до 5 мкв, а переменные компоненты — с точностью до 1 мкв. По осциллографу наблюдался процесс установления стационарного теплового режима.

При размещении спаев термопар в центре поперечного сечения волновода параллельно узкой стенке были исследованы распределения постоянной во времени и пульсирующей температур, образованных модулированным потоком мощности СВЧ неизменной плотности вдоль исследуемого направления (ось x). Этот случай позволяет реализовать значительный градиент температуры у стенок и оценить тепловое растекание вследствие конечного значения теплопроводности пленочной структуры.

На рис. 3 в относительных единицах представлены стационарные температурные рельефы нулевого (кривая 1) и первого (кривая 2) порядков вдоль узкой стенки волновода. Из кривых видно, что при одинаковых теплофизических параметрах структуры точность воспроизведения закона распределения СВЧ мощности для рельефа первого порядка с учетом погрешности измерения ($\approx 2,5\%$) составляет 40% на расстоянии 1 мм от широкой стенки волновода, тогда как для рельефа нулевого порядка отклонение достигает 36%. Это эквивалентно тому, как если бы «приве-

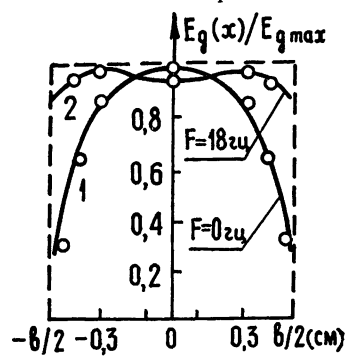


Рис. 3. Температурные распределения, сформированные волной типа H_{01} вдоль узкой стенки волновода.

денная» толщина структуры для рельефа нулевого порядка составляла 40 мк, в то время как для рельефа первого порядка она равнялась бы 4 мк.

Таким образом, применение модулированных потоков СВЧ позволяет более эффективно использовать индицирующие структуры, добиваясь значительного уменьшения «приведенной» толщины по сравнению с реальной, т. е. улучшить разрешающую способность рассматриваемого метода индикации структуры электромагнитных полей.

По аналогичной методике было исследовано дифракционное поле в плоскости расположения индуктивной полоски ($s/a=0,1$) вдоль оси y . На рис. 4 представлены в относительных единицах температурные

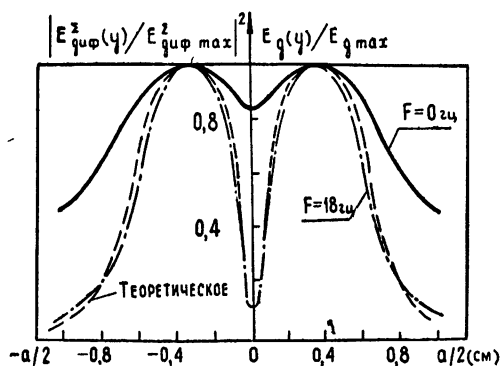


Рис. 4. Температурные распределения, сформированные дифракционным полем в плоскости расположения индуктивной полоски.

распределения нулевого и первого порядков, где пунктирной кривой изображено теоретическое распределение плотности потока мощности СВЧ. Хорошее совпадение экспериментальных (рельефа первого порядка) и теоретических результатов подтверждает возможность достижения более высокой степени адекватности между законом распределения потока мощности и соответствующими температурными рельефами на пленочных согласованных нагрузках.

1) Рассмотрено действие модулированного потока мощности СВЧ на поглощающую пленочную нагрузку, приводящее к формированию на ней стационарных температурных рельефов нулевого, первого и т. д. порядков.

2) Теоретически и экспериментально показано, что точность отображения закона распределения потока СВЧ возрастает с увеличением порядкового номера температурного рельефа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Котосонов, Б. И. Власов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 2, 311 (1968).
2. В. И. Смирнов, Курс высшей математики, 4, Гостехиздат, М., 1953
3. Ф. Н. Петросян, Л. М. Пятигорский, Тр. ВНИИФТРИ, Стандартгиз, М., вып. 80 (140), 100 (1966).

A POSSIBILITY OF INCREASING THE ACCURACY OF REPRESENTATION
OF THE LAW OF UHF POWER FLUX DISTRIBUTION BY THE THERMAL
RELIEF

B. I. Vlasov, N. V. Kotosonov, B. D. Korchagin, Yu. M. Pyanykh

The influence of H_{01} mode modulated by the low frequency Ω (meandr) on the matched film load is considered. It is shown that on the absorbing film in the stationary regime there exist together with the zero-order the 1-st, the 2-nd and etc. order thermal reliefs pulsating with the frequencies $\Omega, 3\Omega, 5\Omega, \dots$ and having the phase shifts $\varphi_1, \varphi_3, \varphi_5, \dots$. When the order of the pulsating thermal relief is increased, the degree of conformity with the law of UHF is power distribution is raised. The experimental results agree with the theoretical conclusions.
