

# Поглощение электромагнитных микроволн и тепловыделение в тонкой нефтяной пленке на поверхности моря

В.А. Балакирев, Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач, Т.Ю. Яценко  
ИЭМИ, пр. Правды 5, Харьков-22, 61022, а.я 10857, Украина  
e-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

## Содержание

1. Введение	95
2. Рассеяние и поглощение электромагнитных волн нефтяной пленкой	96
2.1. Падение на нефтяной слой $E$ -волны	96
2.2. Падение на слой нефти $H$ -волны	98
2.3. Результаты численных расчетов коэффициента отражения	99
2.4. Баланс мощности при рассеянии электромагнитных волн диссипативной нефтяной пленкой	101
2.4.1. Баланс мощности для $E$ -волны	101
2.4.2. Баланс мощности для $H$ -волны	106
3. Плотность мощности тепловыделения в нефтяной пленке и прилегающем слое морской воды	107
3.1. Основные соотношения	107
3.2. Результаты численного анализа плотности мощности тепловыделения	107
4. Заключение	109

## Abstract

This paper studies theoretically the process of electromagnetic wave scattering  $E$ - and  $H$ - polarizations of a dissipative oil film, covering the seawater. Reflectance-over-incident power values are studied analytically and numerically. Such conditions are formulated, at which the principal microwave power penetrates the oil well and seawater. The power analysis is made in the considered system. The share of incident radiation power, absorbed in the oil film (oil film heating efficiency), is determined. An analysis is made of the ratio of microwave power, used for oil film heating, to that, absorbed in the adjacent seawater layer. A study is made on the heat release power density distribution in the oil film and seawater.

## 1. Введение

Одной из наиболее распространенных экологических катастроф является загрязнение поверхности моря и прибрежных зон нефтью и нефтепродуктами. Используемые в настоящее время методы механической очистки являются дорогими и малопродуктивными. С нашей точки зрения представляется весьма перспективным использование интенсивных СВЧ электромагнитных колебаний для устранения крупномасштабных нефтяных пятен, а также пятен из различных фракций нефти на морской (речной) поверхности. Существо предлагаемого СВЧ метода заключается в следующем. Мощный микроволновой генератор запитывает антен-

ное устройство, которое облучает интенсивными микроволнами загрязненный участок моря. Нефтяное пятно является диэлектрическим слоем с конечным значением тангенса угла диэлектрических потерь. Высокочастотные омические потери будут приводить к поглощению микроволновой энергии в нефтяном пятне и прилегающем слое морской воды и, соответственно, к их нагреву. При достаточно высокой мощности микроволн и оптимальном выборе частоты слой нефти можно нагреть и испарить, путем его разложения на отдельные фракции. По мере нагрева нефть будет освобождаться от легких фракций.

Можно предложить ряд конкретных схем реализации рассматриваемого микроволнового мето-

да очистки. Например, микроволновое излучающее устройство может быть размещено на специальном морском транспортном средстве, которое будет перемещаться по мере ликвидации нефтяного пятна. Может быть также реализована схема с использованием специальных буев, на которых размещены облучающие антенны, например, типа биконических. Возможны и другие модификации рассматриваемого микроволнового метода очистки.

Отметим, что в работах [1–6] исследована возможность использования высокочастотного излучения для очистки нефтяных скважин и нефтепроводов от асфальто-парафиновых отложений.

В настоящей работе на простой физической модели плоских микроволн, падающих на слой нефти будут исследованы процессы рассеяния и поглощения плоских электромагнитных волн различной поляризации пленкой нефти на поверхности моря. Рассмотрен вопрос об эффективности нагрева нефтяной пленки микроволнами, рассчитано тепловыделение как в нефтяной пленке, так и в морской воде.

## 2. Рассеяние и поглощение электромагнитных волн нефтяной пленкой

Постановка задачи следующая. Плоский однородный слой нефти расположен на поверхности спокойного (волнение отсутствует) моря (см. рис. 1). На нефтяной слой под углом падает плоская монохроматическая волна с заданной амплитудой и, соответственно, плотностью микроволновой мощности. Рассмотрим отдельно случаи волн  $E$ - и  $H$ -поляризации.

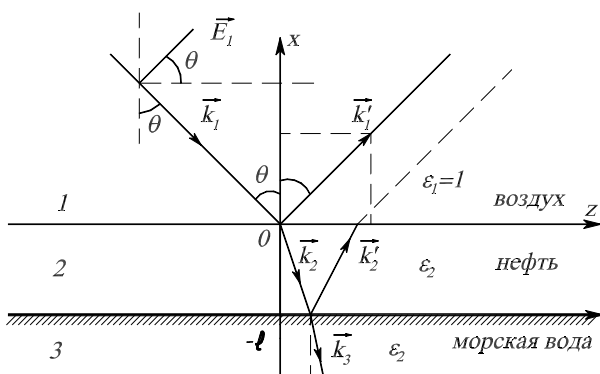


Рис. 1. К постановке задачи о рассеянии  $E$ -волны на плоском слое нефти.

### 2.1. Падение на нефтяной слой $E$ -волны

Падающая  $E$ -волна имеет следующие компонен-

ты

$$\begin{aligned} E_z &= E_0 \cos \theta e^{i\varphi}, \\ E_x &= E_0 \sin \theta e^{i\varphi}, \\ H_y &= E_0 e^{i\varphi}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_0$  – амплитуда падающей электромагнитной волны,  $\theta$  – угол падения (угол между нормалью к поверхности моря и волновым вектором падающей волны),

$$\varphi = k_0 z \sin \theta - k_0 x \cos \theta, \quad k_0 = \omega/c,$$

$\omega$  – частота волны.  $c$  – скорость света в пустоте.

Решение соответствующей электродинамической задачи дифракции дает следующие выражения для компонент электромагнитного поля в каждой из областей (рис. 1):

• область 1 – воздух

$$\begin{aligned} E_{1z} &= E_0 \cos \theta (e^{-ik_0 x \cos \theta} + \frac{\Delta E}{D_E} e^{ik_0 x \cos \theta}), \\ E_{1x} &= E_0 \sin \theta (e^{-ik_0 x \cos \theta} - \frac{\Delta E}{D_E} e^{ik_0 x \cos \theta}), \\ H_{1y} &= E_0 (e^{-ik_0 x \cos \theta} - \frac{\Delta E}{D_E} e^{ik_0 x \cos \theta}); \end{aligned} \quad (2)$$

• область 2 – слой нефти (нефтепродуктов)

$$\begin{aligned} E_{2z} &= \frac{2E_0 \cos \theta}{D_E} \left\{ \cos [k_0 \varkappa_2 (x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \frac{\varepsilon_3 \varkappa_2}{\varepsilon_2 \varkappa_3} \sin [k_0 \varkappa_2 (x+l)] \right\}, \\ E_{2x} &= \frac{2E_0 \cos \theta \sin \theta}{D_E \varkappa_2} \left\{ \frac{\varepsilon_3 \varkappa_2}{\varepsilon_2 \varkappa_3} \cos [k_0 \varkappa_2 (x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \sin [k_0 \varkappa_2 (x+l)] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H_{2y} &= \frac{2E_0 \cos \theta}{D_E} \left\{ \frac{\varepsilon_3}{\varkappa_3} \cos [k_0 \varkappa_2 (x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2} \sin [k_0 \varkappa_2 (x+l)] \right\}; \end{aligned}$$

• область 3 – морская вода

$$\begin{aligned} E_{3z} &= \frac{2E_0 \cos \theta}{D_E} e^{-k_0 \varkappa_3 (x+l)}, \\ E_{3x} &= \frac{2E_0 \cos \theta \sin \theta}{D_E \varkappa_3} e^{-k_0 \varkappa_3 (x+l)}, \\ H_{3y} &= \text{????}. \end{aligned} \quad (4)$$

В этих выражениях использованы обозначения:

$$\begin{aligned} D_E &= \left( 1 + \frac{\varepsilon_3}{\varkappa_3} \cos \theta \right) \cos \psi_2 - \\ &\quad i \left( \frac{\varepsilon_3 \varkappa_2}{\varepsilon_2 \varkappa_3} + \frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2} \cos \theta \right) \sin \psi_2, \end{aligned}$$

$$\Delta_E = \left(1 - \frac{\varepsilon_3}{\varkappa_3} \cos \theta\right) \cos \psi_2 - i \left(\frac{\varepsilon_3 \varkappa_2}{\varepsilon_2 \varkappa_3} - \frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2} \cos \theta\right) \sin \psi_2,$$

$\varepsilon_{2,3} = \varepsilon'_{2,3} + i\varepsilon''_{2,3}$  – комплексные диэлектрические проницаемости нефти (индекс 2) и морской воды (индекс 3),  $l$  – толщина слоя нефти,

$$\varkappa_{2,3} = \sqrt{\varepsilon_{2,3} - \sin^2 \theta}, \quad \psi_2 = k_0 l \varkappa_2.$$

Используя выражения для компонент электромагнитного поля в воздухе (2), можно получить следующую формулу для коэффициента отражения по потоку энергии (мощности волны, приходящейся на единицу площади) падающей волны от рассматриваемой слоистой структуры

$$R_E = \left| \frac{\Delta_E}{D_E} \right|^2. \quad (5)$$

Непосредственно из выражения (5) следует, что для угла  $\theta \rightarrow \pi/2$  всегда  $R_E \rightarrow 1$ . Этот результат очевиден, поскольку значение  $\theta = \pi/2$  соответствует распространению падающей волны вдоль системы.

Переходя к исследованию выражения для коэффициента отражения (5), отметим, что в интересующем нас микроволновом диапазоне частот вплоть до миллиметрового выполнено условие  $|\varepsilon_3| \gg 1$  (см. Таблицу 1). Для нефти типичное значение комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_2 = 2,3 + i0,0276$ , так что  $\varepsilon''_2 \ll \varepsilon'_2$ . С учетом этих условий получаем следующие выражения для входящих в коэффициент отражения (5) числителя и знаменателя

$$|\Delta_E|^2 = \left[ (1 - n_3 \cos \theta \cos(\delta/2)) \cos \psi_2 + n_3 \frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2} \sin(\delta/2) \sin \psi_2 \right]^2 + \left[ n_3 \cos \theta \cos \psi_2 \sin(\delta/2) + \left( n_3 \frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2} \cos(\delta/2) - \frac{\varepsilon'_2}{\varkappa_2} \cos \theta \right) \sin \psi_2 \right]^2, \quad (6)$$

$$|D_E|^2 = \left[ (1 + n_3 \cos \theta \cos(\delta/2)) \cos \psi_2 + n_3 \frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2} \sin(\delta/2) \sin \psi_2 \right]^2 + \left[ n_3 \cos \theta \cos \psi_2 \sin(\delta/2) - \left( n_3 \frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2} \cos(\delta/2) + \frac{\varepsilon'_2}{\varkappa_2} \cos \theta \right) \sin \psi_2 \right]^2. \quad (7)$$

Здесь  $n_3 = \sqrt{|\varepsilon_3|}$ ,  $\delta = \arctg(\varepsilon''_3/\varepsilon'_3)$  – угол потерь в морской (пресной) воде,  $\varkappa_2 = \sqrt{\varepsilon'_2 - \sin^2 \theta}$ .

В случае нормального падения  $E$ -волны  $\theta = 0$  выражения (6), (7) принимают вид

$$|\Delta_E|^2 = \left[ (1 - n_3 \cos(\delta/2)) \cos \psi_2 + \frac{n_3}{n_2} \sin(\delta/2) \sin \psi_2 \right]^2 + \left[ n_3 \cos \psi_2 \sin(\delta/2) + \left( \frac{n_3}{n_2} \cos(\delta/2) - n_2 \right) \sin \psi_2 \right]^2,$$

$$|D_E|^2 = \left[ (1 + n_3 \cos(\delta/2)) \cos \psi_2 + \frac{n_3}{n_2} \sin(\delta/2) \sin \psi_2 \right]^2 + \left[ n_3 \cos \psi_2 \sin(\delta/2) - \left( \frac{n_3}{n_2} \cos(\delta/2) + n_2 \right) \sin \psi_2 \right]^2,$$

где  $n_2 = \sqrt{\varepsilon'_2}$ ,  $\psi_2 = k_0 l n_2$ .

Легко убедиться, что при выполнении условия

$$n_3 \cos(\delta/2) \gg n_2^2$$

коэффициент отражения при нормальном падении волны не зависит от толщины нефтяного слоя и близок к единице.

Исследуем теперь коэффициент отражения вблизи угла скольжения  $\theta = \pi/2$ . Подставляя  $\theta = \pi/2 - \alpha$  в выражения (6), (7) и предполагая, что  $\alpha \ll 1$ , получим следующие выражения для функций  $|\Delta_E|^2$  и  $|D_E|^2$

$$|\Delta_E|^2 = \cos^2 \psi_2 - 2n_3 \cos \psi_2 \left[ \alpha \cos \psi_2 \cos(\delta/2) - R \sin \psi_2 \sin(\delta/2) \right] + n_3^2 \left[ \alpha^2 \cos^2 \psi_2 + R^2 \sin^2 \psi_2 \right],$$

$$|D_E|^2 = \cos^2 \psi_2 + 2n_3 \cos \psi_2 \left[ \alpha \cos \psi_2 \cos(\delta/2) + R \sin \psi_2 \sin(\delta/2) \right] + n_3^2 \left[ \alpha^2 \cos^2 \psi_2 + R^2 \sin^2 \psi_2 \right],$$

где  $R = \sqrt{\varepsilon'_2 - 1}/\varepsilon'_2$ .

Введем обозначения

$$A = \cos^2 \psi_2 + 2n_3 R \cos \psi_2 \sin \psi_2 \sin(\delta/2) + n_3^2 R^2 \sin^2 \psi_2,$$

$$B = n_3 \cos \psi_2 \cos(\delta/2),$$

$$C = n_3^2 \cos^2 \psi_2.$$

Тогда выражение для коэффициента отражения  $E$ -волны можно записать следующим образом

$$R_E = \frac{A - 2B\alpha + C\alpha^2}{A + 2B\alpha + C\alpha^2}. \quad (8)$$

При значении угла

$$\alpha = \sqrt{A/C} \quad (9)$$

коэффициент отражения (8) достигает минимального значения

$$R_{Em} = \frac{\sqrt{AC} - B}{\sqrt{AC} + B}. \quad (10)$$

Угол (9) является углом Брюстера [7] для рассматриваемой слоистой диссипативной структуры. В отсутствие нефтяной пленки  $\psi_2 = 0$

$$\alpha = 1/n_3,$$

а коэффициент отражения равен

$$R_{Em} = \frac{1 - \cos(\delta/2)}{1 + \cos(\delta/2)}.$$

Его значение определяется только углом потерь в воде.

Отметим, что область применимости формулы (10) задается условием

$$\alpha = \sqrt{A/C} \ll 1. \quad (11)$$

При малых диэлектрических потерях в воде  $\delta \ll 1$ , а это условие выполнено только для пресной воды в диапазоне частот  $10^8 - 10^9$  Гц, выражения для угла Брюстера в квазистатическом приближении  $k_0 l \ll 1$  имеет вид

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{n_3^2} + \left(\frac{\epsilon'_2 - 1}{\epsilon'_2}\right)^2 k_0^2 l^2}, \quad k_0 l \ll 1. \quad (12)$$

Второе слагаемое под радикалом (12) в квазистатическом приближении учитывает влияние пленки на угол Брюстера. Выражение для коэффициента отражения в этом случае можно записать следующим образом

$$R_{Em} = \frac{\sqrt{1 + n_3^2 \left(\frac{\epsilon'_2 - 1}{\epsilon'_2}\right)^2 (k_0 l)^2} - 1}{\sqrt{1 + n_3^2 \left(\frac{\epsilon'_2 - 1}{\epsilon'_2}\right)^2 (k_0 l)^2} + 1}. \quad (13)$$

В случае морской воды в интересующем нас диапазоне частот  $\epsilon''_3 \gtrsim \epsilon'_3$ . В этом случае учет потерь в воде приводит к увеличению угла Брюстера

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{n_3^2} + \frac{2}{n_3} s \sin(\delta/2) + s^2}, \quad (14)$$

где  $s = k_0 l (\epsilon'_2 - 1) / \epsilon'_2$ .

## 2.2. Падение на слой нефти H-волны

Рассмотрим задачу рассеяния слоем нефти на морской поверхности падающей под углом  $\theta$  плоской монохроматической волны H-поляризации.

Волна такой поляризации имеет следующие компоненты электромагнитного поля

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 \cos \theta e^{i\varphi}, \\ H_x &= H_0 \sin \theta e^{i\varphi}, \\ E_y &= -H_0 e^{i\varphi}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $H_0$  – амплитуда магнитного поля падающей волны. Опуская промежуточные выкладки приведем выражения для рассеянных полей:

• область 1 – воздух

$$\begin{aligned} H_{1z} &= H_0 \cos \theta (e^{-ik_0 x \cos \theta} + \frac{\Delta_H}{D_H} e^{ik_0 x \cos \theta}), \\ H_{1x} &= H_0 \sin \theta (e^{-ik_0 x \cos \theta} - \frac{\Delta_H}{D_H} e^{ik_0 x \cos \theta}), \\ E_{1y} &= -H_0 (e^{-ik_0 x \cos \theta} + \frac{\Delta_H}{D_H} e^{ik_0 x \cos \theta}); \end{aligned} \quad (16)$$

• область 2 – слой нефти

$$\begin{aligned} H_{2z} &= \frac{2H_0 \cos \theta}{D_H} \left\{ \cos[k_0 \varkappa_2(x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} \sin[k_0 \varkappa_2(x+l)] \right\}, \\ H_{2x} &= \frac{2H_0 \sin \theta \cos \theta}{D_H \varkappa_2} \left\{ \frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} \cos[k_0 \varkappa_2(x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \sin[k_0 \varkappa_2(x+l)] \right\}, \\ E_{2y} &= -\frac{2H_0 \cos \theta}{D_H \varkappa_2} \left\{ \frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} \cos[k_0 \varkappa_2(x+l)] - \right. \\ &\quad \left. i \sin[k_0 \varkappa_2(x+l)] \right\}; \end{aligned} \quad (17)$$

• область 3 – морская вода

$$\begin{aligned} H_{3z} &= \frac{2H_0 \cos \theta}{D_H} e^{-ik_0 \varkappa_3(x+l)}, \\ H_{3x} &= \frac{2H_0 \cos \theta \sin \theta}{D_H \varkappa_3} e^{-ik_0 \varkappa_3(x+l)}, \\ E_{3y} &= -\frac{2H_0 \cos \theta}{D_H \varkappa_3} e^{-ik_0 \varkappa_3(x+l)}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} D_H &= \left(1 + \frac{1}{\varkappa_3} \cos \theta\right) \cos \psi_2 - \\ &\quad i \left(\frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} + \frac{1}{\varkappa_2} \cos \theta\right) \sin \psi_2, \\ \Delta_H &= \left(1 - \frac{1}{\varkappa_3} \cos \theta\right) \cos \psi_2 - \\ &\quad i \left(\frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} - \frac{1}{\varkappa_2} \cos \theta\right) \sin \psi_2. \end{aligned} \quad (19)$$

С учетом выражений для компонент электрического поля в воздухе (16) получаем следующее выражение для коэффициента отражения по плотности потока энергии

$$R_H = \left| \frac{\Delta_H}{D_H} \right|^2. \quad (20)$$

Таблица 1. Диэлектрические свойства пресной и морской воды

Тип воды	$\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$					
	$f = 10^6$ Гц	$f = 10^7$ Гц	$f = 10^8$ Гц	$f = 10^9$ Гц	$f = 10^{10}$ Гц	$f = 10^{11}$ Гц
$\varepsilon$ пресной воды	$80 + 200i$	$80 + 20i$	$80 + 2i$	$79 + 4i$	$65 + 30i$	$8 + 15i$
глубина проникновения электромагнитного излучения в пресную воду (см)	289,172	214,45	212,84	10,58	0,13	0,01
$\varepsilon$ морской воды	$80 + 8 \cdot 10^4 i$	$80 + 8 \cdot 10^3 i$	$80 + 8 \cdot 10^2 i$	$79 + 80i$	$65 + 40i$	$8 + 15i$
глубина проникновения электромагнитного излучения в морскую воду (см)	11,90	3,78	1,25	0,58	0,01	0,01

Учитывая, что  $|\varkappa_3| \approx n_3 \gg 1$ , выражение для коэффициента отражения (20) можно упростить

$$R_H = \frac{\left| \cos \psi_2 - i \left( \frac{\varkappa_2}{\sqrt{\varepsilon_3}} + \frac{1}{\varkappa_2} \cos \theta \right) \sin \psi_2 \right|^2}{\left| \cos \psi_2 - i \left( \frac{\varkappa_2}{\sqrt{\varepsilon_3}} - \frac{1}{\varkappa_2} \cos \theta \right) \sin \psi_2 \right|^2}. \quad (21)$$

Из этого выражения следует, что при

$$n_3 \cos \theta \gg \varkappa_2^2,$$

а также в обратном предельном случае

$$n_3 \cos \theta \ll \varkappa_2^2$$

коэффициент отражения  $R_H$  близок к единице. И лишь в области параметров, где

$$n_3 \cos \theta \sim \varkappa_3^2$$

коэффициент отражения существенно отличается от единицы.

### 2.3. Результаты численных расчетов коэффициента отражения

Численные расчеты коэффициентов отражения  $E$  и  $H$ -волн были выполнены для различных частот, углов падения электромагнитной волны и различных толщин нефтяной пленки. При расчетах использовалась зависимость комплексной диэлектрической проницаемости морской воды от частоты падающей электромагнитной волны, приведенная в таблице 1 [8].

Для сравнения в таблице приведены также значения диэлектрической проницаемости пресной воды.

На рис. 2-4 представлены серии зависимостей коэффициентов отражения  $E$  и  $H$ -волн от угла падения электромагнитной волны, полученные для различных толщин нефтяного слоя ( $l = 0,5$  см – рис.

1,  $l = 1$  см – рис. 2,  $l = 2$  см – рис. 3). В рамках каждой отдельной серии приведены зависимости  $R_{E,H}$  при различных частотах падающей электромагнитной волны (а –  $f = 10^7$  Гц, б –  $f = 10^8$  Гц, в –  $f = 10^9$  Гц, г –  $f = 10^{10}$  Гц, д –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц, е –  $f = 10^{11}$  Гц).

Из этих зависимостей видно, что в области относительно низких частот  $f \leq 10^9$  Гц коэффициент отражения  $H$ -волн монотонно увеличивается с ростом угла падения  $\theta$ . Причем коэффициент отражения  $H$ -волны выше коэффициента отражения  $E$ -волны, за исключение случая нормального падения  $\theta = 0$ , когда они всегда равны, поскольку в этом случае поляризация не играет никакой роли. Что касается отражения  $E$ -волны, то в окрестности угла  $\theta = \pi/2$  он имеет глубокий минимум. Для указанного выше диапазона низких частот справедливо квазистатическое приближение  $k_0 l \sqrt{\varepsilon'_2} \ll 1$ . А угол, соответствующий каждому минимуму коэффициента отражения  $E$ -волны, описывается формулой (14) и является углом Брюстера. С ростом толщины нефтяной пленки значение угла Брюстера несколько уменьшается (если отсчитывать значение угла от нуля). В целом же в области низких частот ( $k_0 l \ll 1$ ) коэффициенты отражения слабо зависят от толщины пленки.

В диапазоне высоких частот  $f \geq 10^{10}$  Гц, где  $k_0 l \varkappa_2 > 1$ , существенную роль играют интерференционные эффекты, обусловленные отражением падающей волны от внешней границы пленки и поверхности морской воды. Для толщины пленки 0,5 см и частоты  $f = 10^{10}$  Гц при уменьшении угла падения  $\pi/2 > \theta > 0$  аргумент  $\psi_2$  тригонометрических функций, входящих в коэффициенты отражения  $E$  и  $H$ -волн, изменяется в пределах  $0,38\pi < \psi_2 < \pi/2$ . Поэтому для этих параметров интерференция отраженных волн приводит к уменьшению значения коэффициента отра-

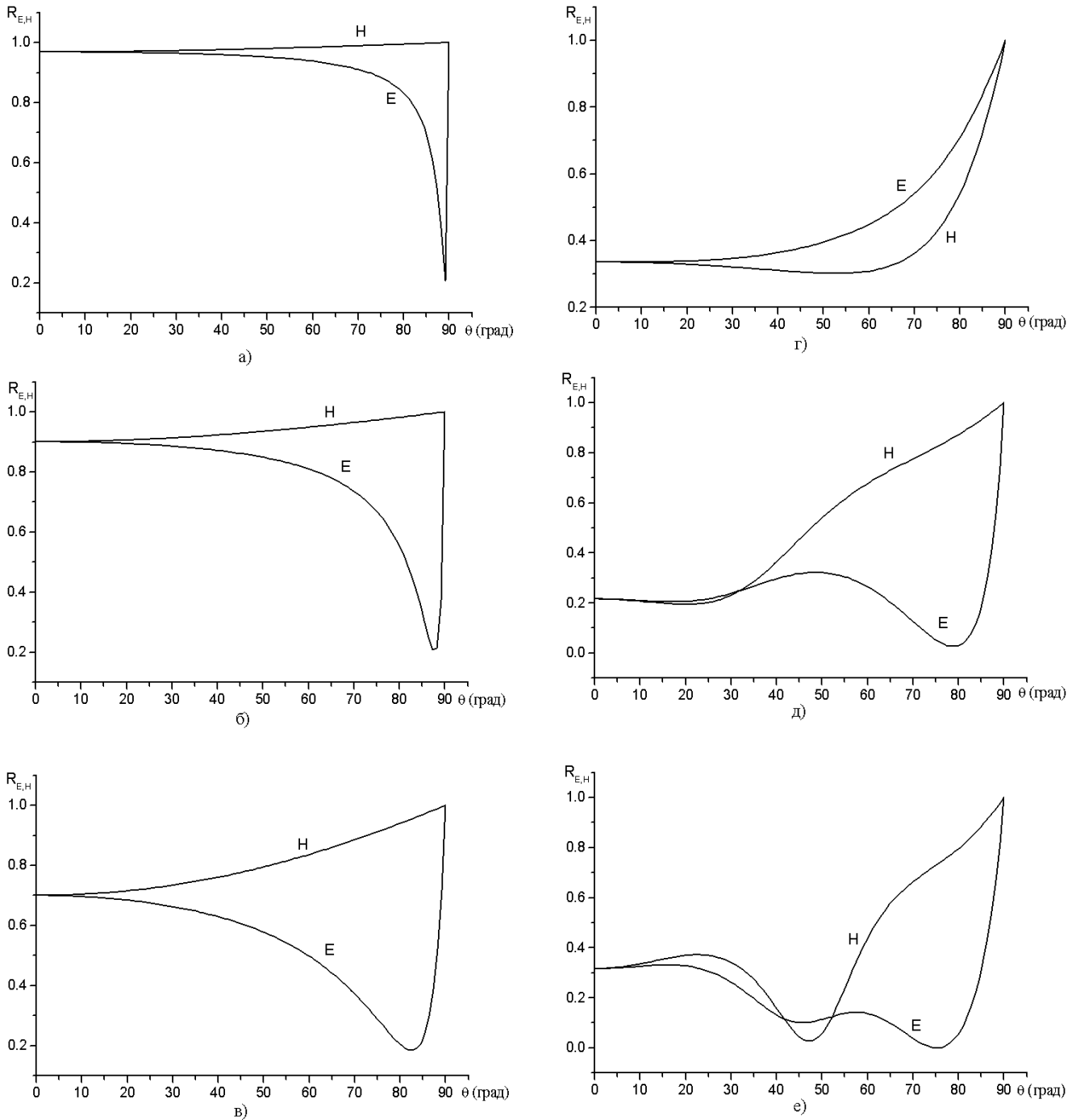


Рис. 2. Коэффициент отражения электромагнитной волны от поверхности нефтяной пленки для  $l = 0,5$  см: а) –  $f = 10^7$  Гц; б) –  $f = 10^8$  Гц; в) –  $f = 10^9$  Гц; г) –  $f = 10^{10}$  Гц; д) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; е) –  $f = 10^{11}$  Гц.

жения. В то время как для больших значений толщин пленки ( $l = 2$  см,  $f = 10^{10}$  Гц, рис. 4) и более высоких частот ( $f = 10^{11}$  Гц) коэффициент отражения с изменением угла испытывает глубокие осцилляции. Природа этих осцилляций, как уже отмечалось, связана с интерференцией волн, отраженных от различных границ нефтяного слоя. Следует отметить, что коэффициенты отражения для оптимальных значений углов падения могут при-

нимать весьма малые значения. Так, например, для частоты  $f = 10^{10}$  Гц и толщины нефтяной пленки  $l = 1$  см минимальное значение коэффициента отражения  $E$ -волны равно 0,35 и достигается для угла падения  $\theta = 70^\circ$ . Для толщины пленки  $l = 2$  см еще меньшее значение коэффициента отражения  $H$ -волны  $R_H = 0,12$  достигается при угле па-

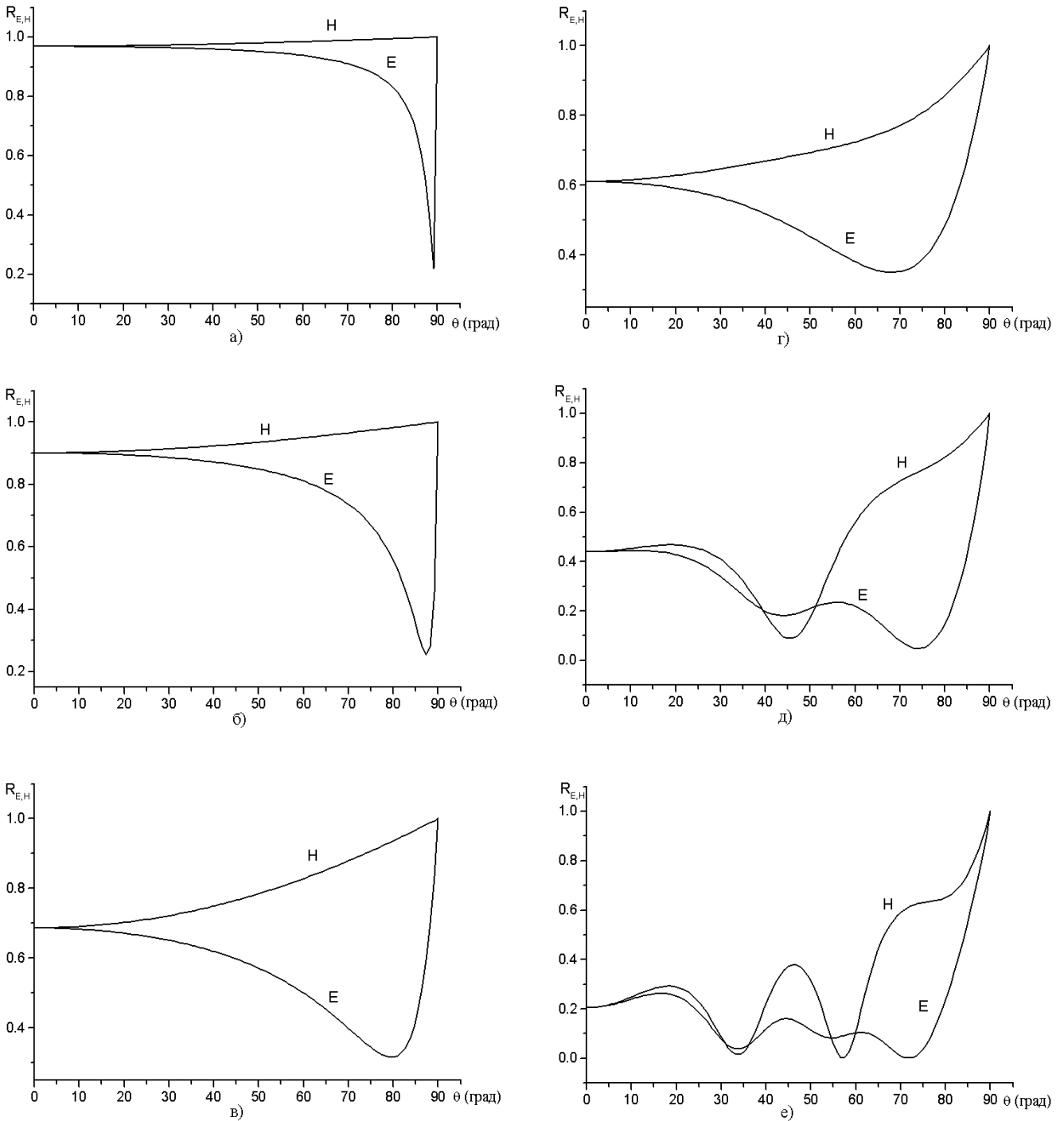


Рис. 3. Коэффициент отражения электромагнитной волны от поверхности нефтяной пленки для  $l = 1$  см: а) –  $f = 10^7$  Гц; б) –  $f = 10^8$  Гц; в) –  $f = 10^9$  Гц; г) –  $f = 10^{10}$  Гц; д) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; е) –  $f = 10^{11}$  Гц.

дения  $\theta = 80^\circ$ .

#### 2.4. Баланс мощности при рассеянии электромагнитных волн диссипативной нефтяной пленкой

Баланс мощностей (закон сохранения энергии) позволяет определить все каналы расхода мощности падающей электромагнитной волны и, в част-

ности, долю мощности, которая поглощается нефтяной пленкой (КПД нагрева). Поскольку КПД нагрева нефтяной пленки зависит от поляризации падающей волны, мы рассмотрим случаи  $E$  и  $H$ -поляризаций отдельно.

##### 2.4.1 Баланс мощности для $E$ -волны

Закон сохранения энергии в объеме  $V$  поглощающей среды, окруженной замкнутой поверхностью  $S$ , записанный в интегральной форме в общем слу-

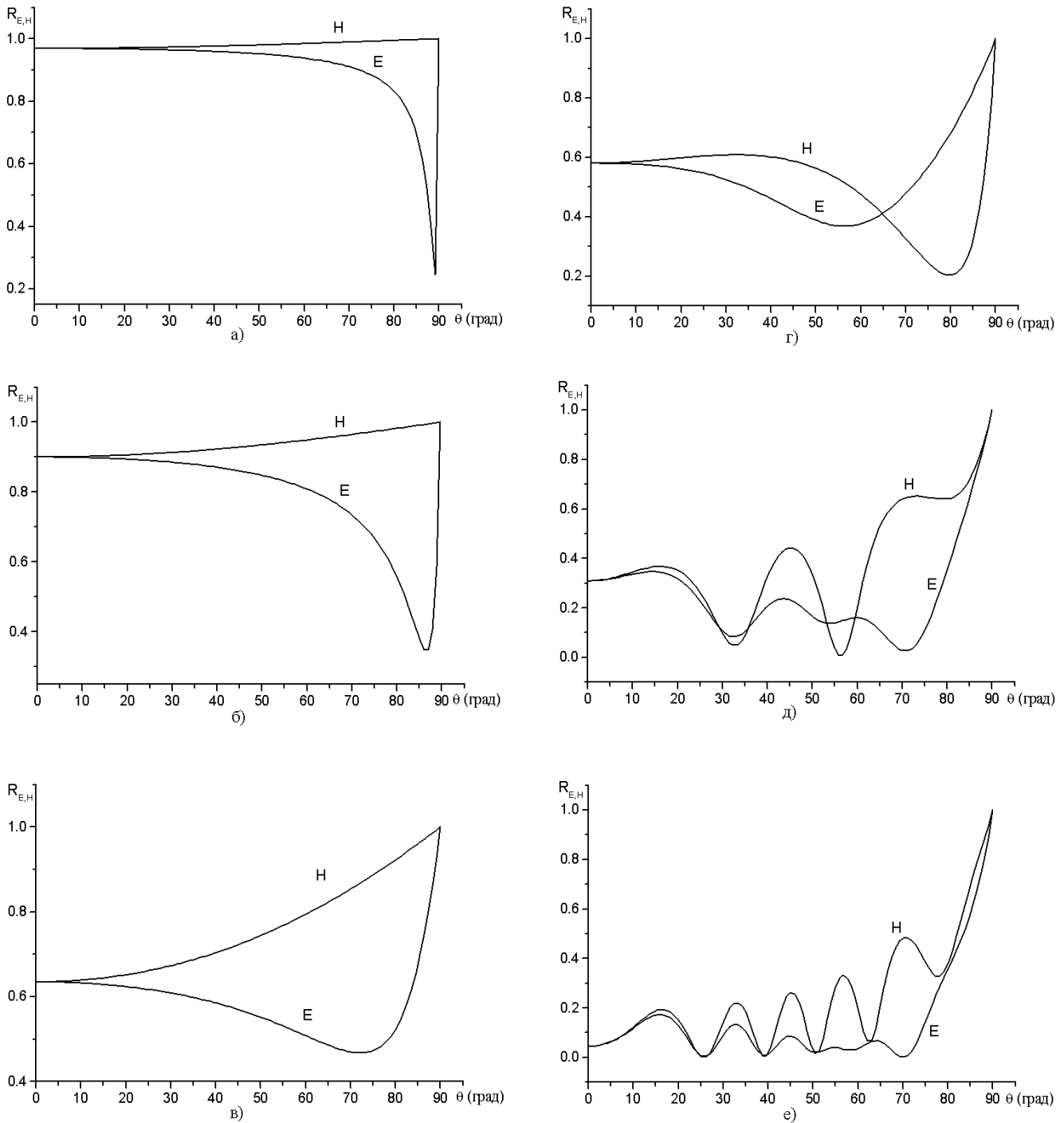


Рис. 4. Коэффициент отражения электромагнитной волны от поверхности нефтяной пленки для  $l = 2$  см: а)  $f = 10^7$  Гц; б)  $f = 10^8$  Гц; в)  $f = 10^9$  Гц; г)  $f = 10^{10}$  Гц; д)  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; е)  $f = 10^{11}$  Гц.

чае имеет вид [7]

$$-\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \oint_S [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] d\vec{S} = \frac{\omega \varepsilon''}{8\pi} \int_V |\mathbf{E}|^2 dV. \quad (22)$$

Интеграл по замкнутой поверхности описывает ВЧ мощность, которая втекает в объем, а интеграл по объему в правой части (22) учитывает поглощение ВЧ мощности в объеме вследствие наличия в среде ВЧ диэлектрических потерь, описываемых мнимой

частью  $\varepsilon''$  диэлектрической проницаемости. Применяя соотношение (22) к слою нефти, получим

$$-\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} E_{1z} H_{1y}^* \Big|_{x=0} + \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} E_{3z} H_{3y}^* \Big|_{x=-l} = \frac{\omega \varepsilon''}{8\pi} \int_{-l}^0 (|E_{2z}| + |E_{2x}|) dx. \quad (23)$$

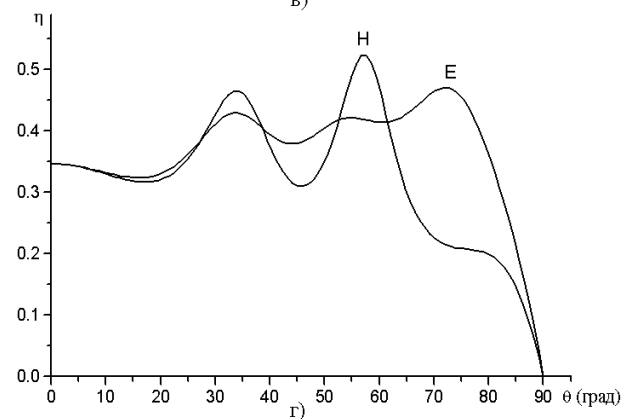
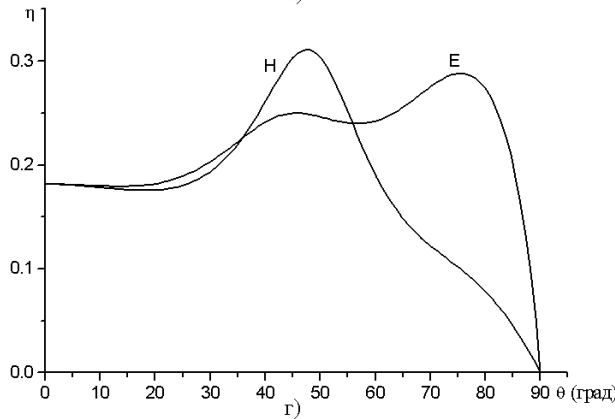
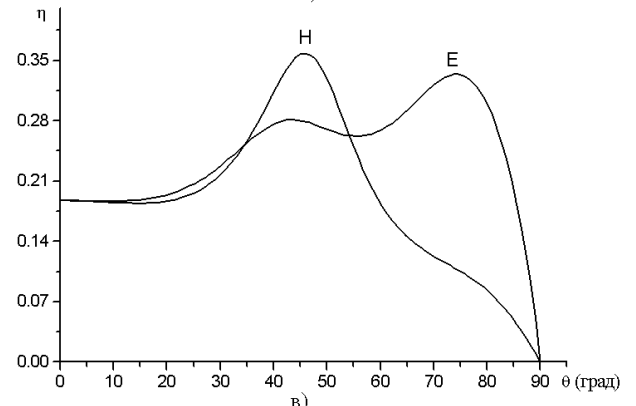
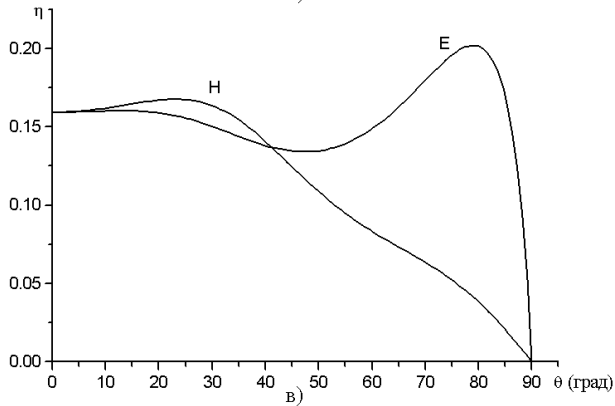
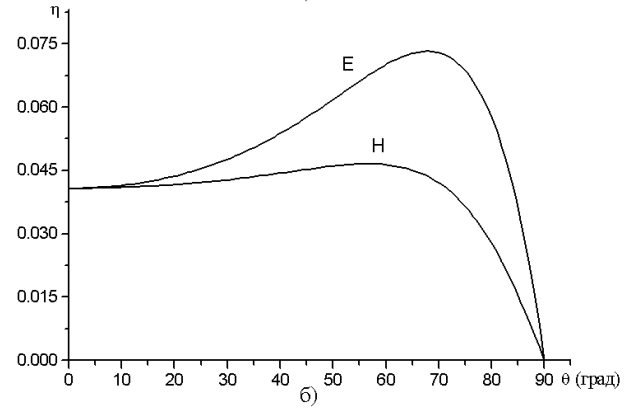
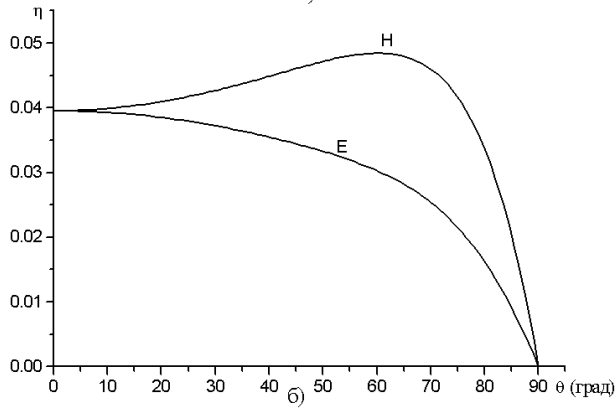
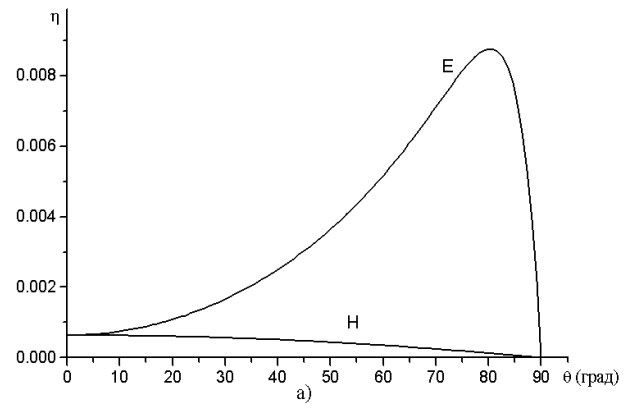
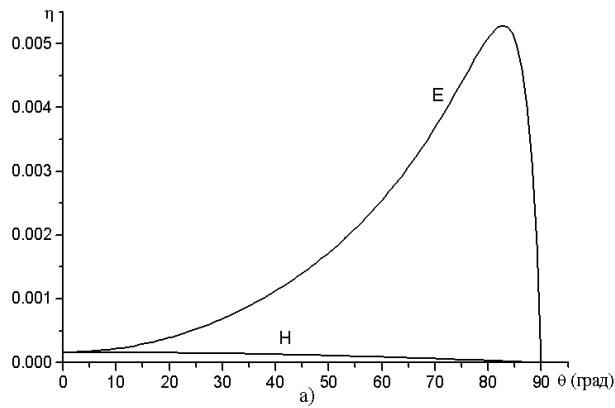


Рис. 5. КПД ( $\eta$ ) для нефтяной пленки толщиной 0,5 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

Рис. 6. КПД ( $\eta$ ) для нефтяной пленки толщиной 1 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

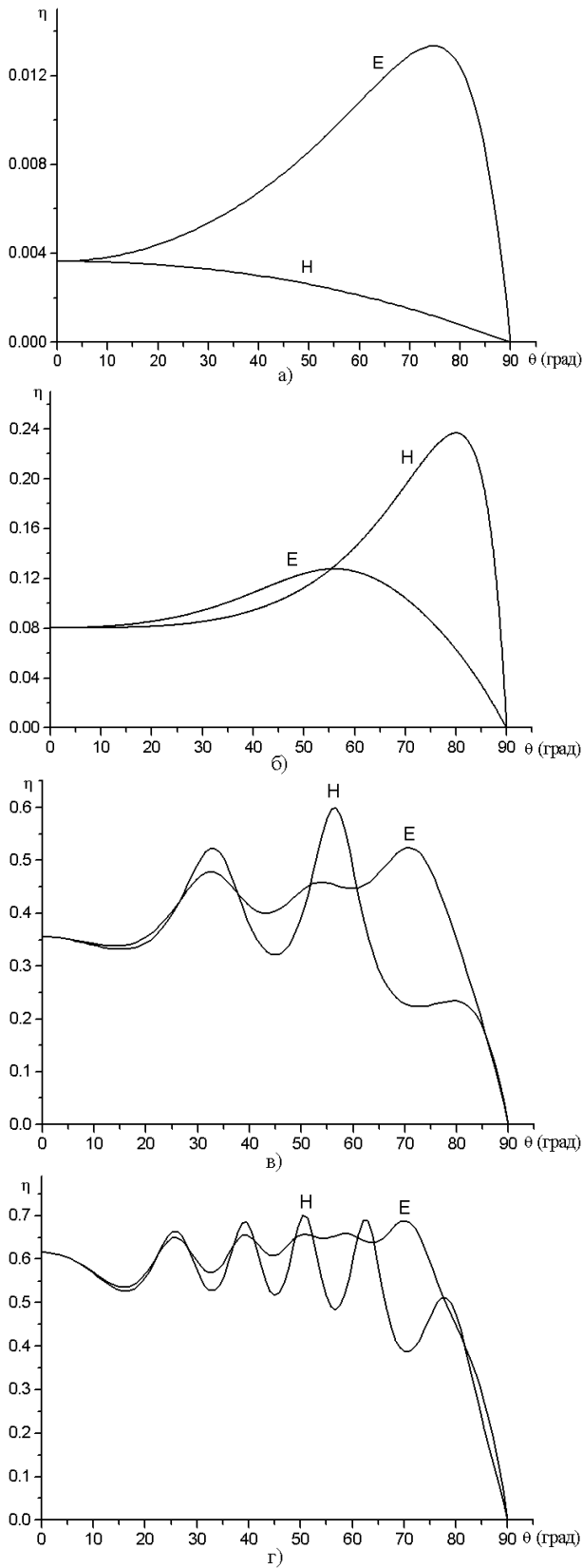


Рис. 7. КПД ( $\eta$ ) для нефтяной пленки толщиной 2 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

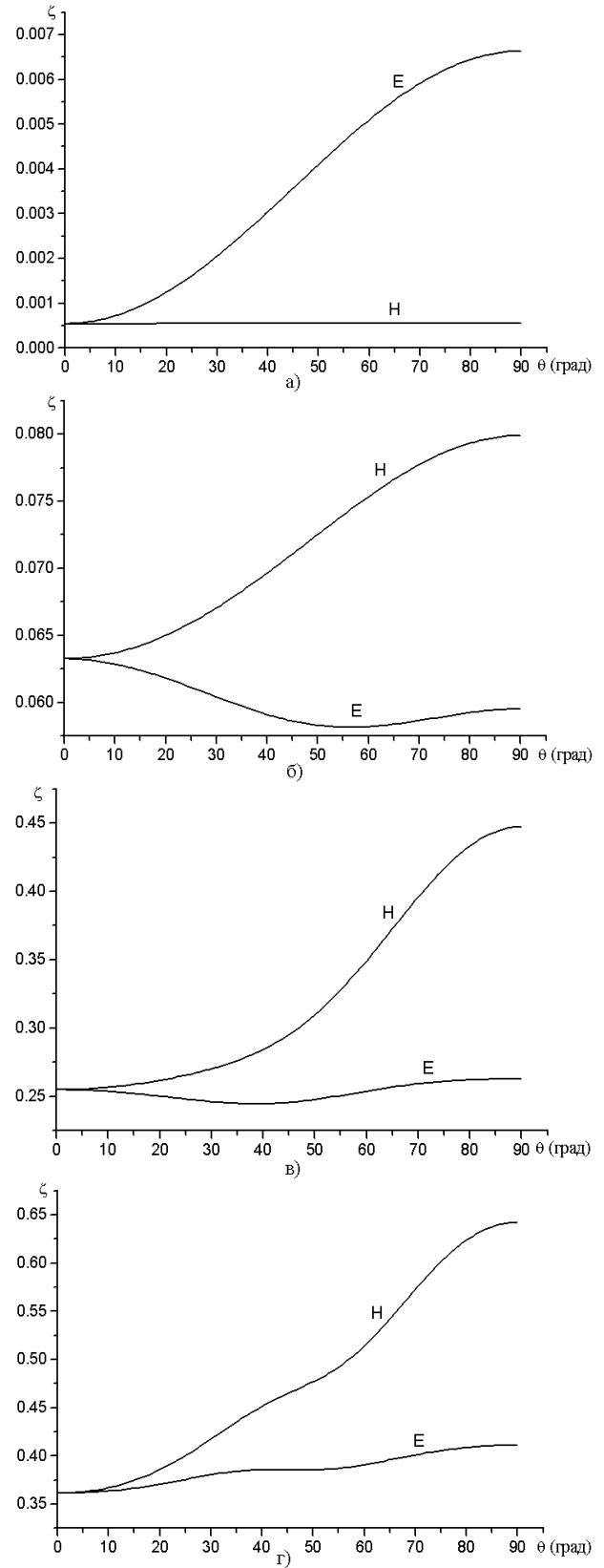


Рис. 8. Зависимость параметров  $\zeta_{E,H}$  от угла падения для нефтяной пленки толщиной 0,5 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

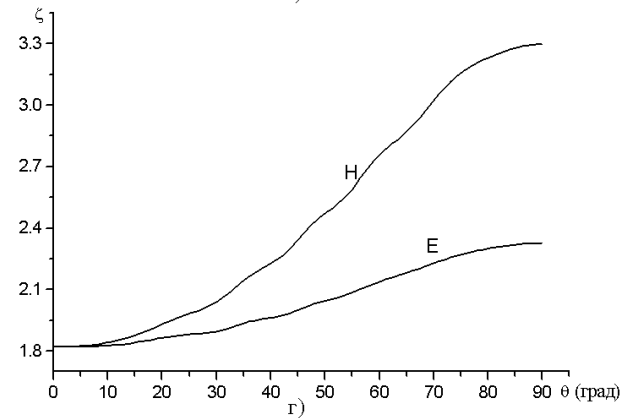
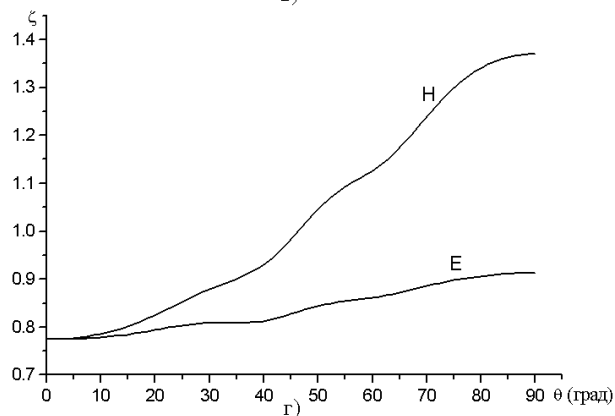
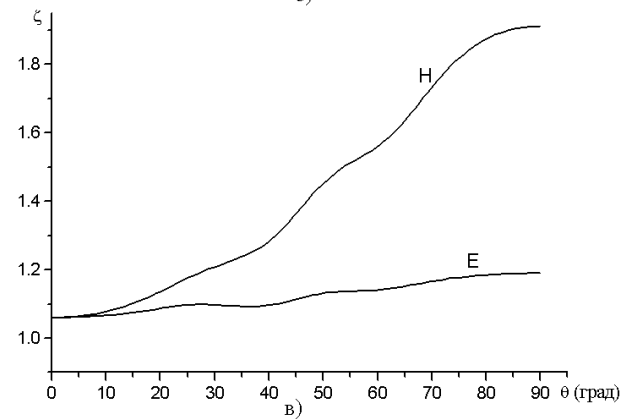
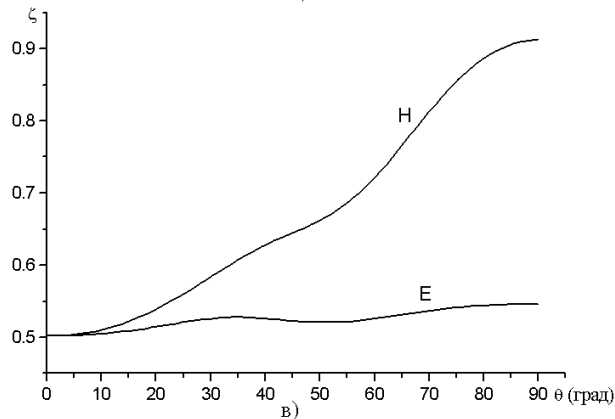
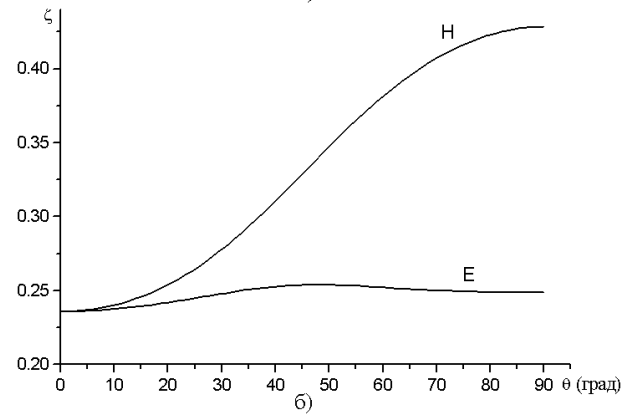
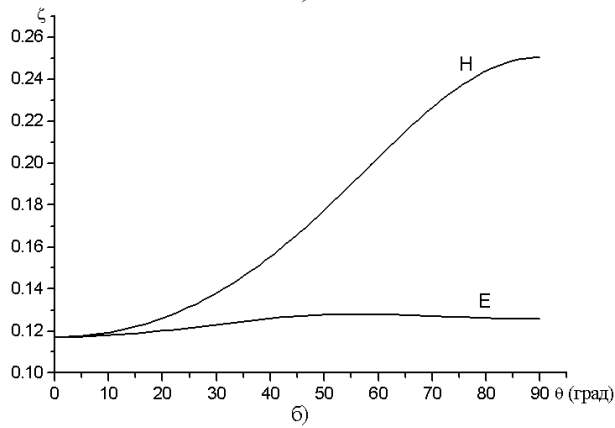
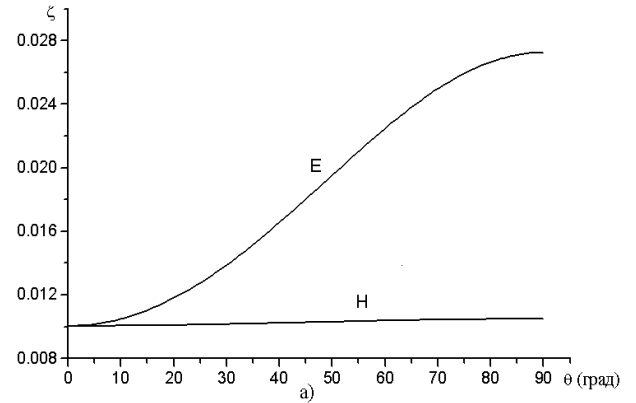
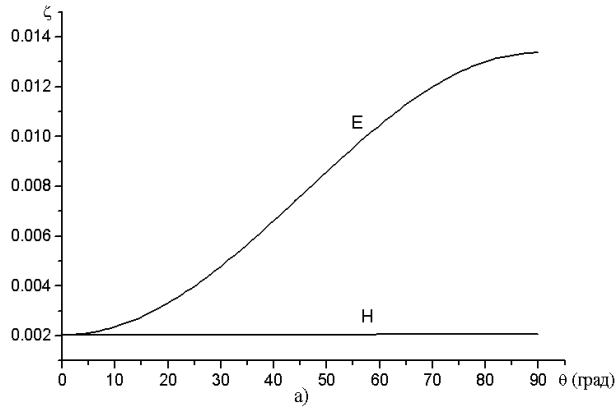


Рис. 9. Зависимость параметров  $\zeta_{E,H}$  от угла падения для нефтяной пленки толщиной 1 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

Рис. 10. Зависимость параметров  $\zeta_{E,H}$  от угла падения для нефтяной пленки толщиной 2 см: а) –  $f = 10^9$  Гц; б) –  $f = 10^{10}$  Гц; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц; г) –  $f = 10^{11}$  Гц.

Используя явные выражения для компонент поля в каждой из областей, соотношение (23) можно преобразовать к виду

$$1 - R_E - T_E = \eta_E, \quad (24)$$

$R_E$  – коэффициент отражения по мощности, определенный формулой (5),

$$T_E = \frac{2 \cos \theta}{|D_E|^2} \frac{\varepsilon_3''}{\text{Im} \varkappa_3} \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{|\varkappa_3^2|} \right)$$

– коэффициент прохождения ВЧ мощности в морскую воду,

$$\eta_E = 4k_0 \varepsilon_2'' \cos \theta \frac{1}{|D_E|^2} \int_{-l}^0 M_E(x) dx$$

– доля ВЧ мощности, поглощаемая в пленке,

$$M_E(x) = \left| \cos \psi_2(x) - i \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} \sin \psi_2(x) \right|^2 + \frac{\sin^2 \theta}{|\varkappa_2|^2} \left| \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \frac{\varkappa_2}{\varkappa_3} \cos \psi_2(x) - i \sin \psi_2(x) \right|^2, \\ \psi_2(x) = k_0 \varkappa_2(x + l).$$

Численные расчеты подтвердили, что баланс мощности (24) выполняется с точностью не хуже 0,01 %.

На рис. 5-7 изображены зависимости КПД нагрева  $\eta_E$  от угла падения для различных частот и толщин пленки. Из этих рисунков следует, что положение максимумов (минимумов) КПД нагрева, примерно, соответствует положению минимумов (максимумов) коэффициента отражения  $R_E$ . Для низких частот и небольших толщин пленок ( $f \leq 10^{10}$  Гц,  $l \leq 1$  см) КПД нагрева мал и не превышает 7 %. С ростом частоты и толщины пленки значения КПД возрастает. В частности в миллиметровом диапазоне длин волн ( $\lambda_f = 3$  мм) и толщины пленки 2 см более 60 % падающей ВЧ мощности расходуется на нагрев нефтяной пленки. В сантиметровом диапазоне ( $\lambda_f = 3$  см) КПД нагрева составляет 12 %.

Рассмотрим теперь баланс мощности в морской воде. В интегральной форме он имеет вид

$$\frac{c}{8\pi} \text{Re} E_{3z} H_{3y}^* \Big|_{x=-l} = \frac{\omega \varepsilon_2''}{8\pi} \int_{-\infty}^{-l} (|E_{3z}|^2 + |E_{3x}|^2) dx. \quad (25)$$

Используя выражения для компонент электромагнитного поля в морской воде (4), нетрудно показать, что соотношение (25) эквивалентно следующему

$$\text{Re} \frac{\varepsilon_3}{\varkappa_3} = \frac{\varepsilon_3''}{2 \text{Im} \varkappa_3} \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{|\varkappa_3|^2} \right).$$

Последнее соотношение является тождеством, что легко доказать.

#### 2.4.2 Баланс мощности для H-волны

В случае электромагнитной волны H-поляризации интегральный баланс мощности имеет вид

$$\frac{c}{8\pi} \text{Re} E_{1y} H_{1z}^* \Big|_{x=0} - \frac{c}{8\pi} \text{Re} E_{3y} H_{3z}^* \Big|_{x=-l} = \frac{\omega \varepsilon_2''}{8\pi} \int_{-l}^0 |E_{2y}|^2 dx. \quad (26)$$

С учетом явных выражений для компонент электромагнитного поля (10) выражение (26) можно представить следующим образом

$$1 - R_H - T_H = \eta_H, \quad (27)$$

где  $R_H$  – коэффициент отражения по мощности H-волны (21),

$$T_H = 2 \cos \theta \frac{1}{|D_H|^2} \frac{\varepsilon_3''}{|\varkappa_3|^2}$$

– коэффициент прохождения ВЧ мощности H-волны в морскую воду,

$$\eta_H = 4k_0 \varepsilon_2'' \frac{\cos \theta}{|D_H|^2} \int_{-l}^0 M_H(x) dx \quad (28)$$

– КПД нагрева нефтяной пленки,

$$M_H(x) = \left| \frac{1}{\varkappa_3} \cos \psi_2(x) - \frac{i}{\varkappa_2} \sin \psi_2(x) \right|^2.$$

На рис. 5-7 представлены графики зависимостей КПД нагрева нефтяной пленки как функции угла падения. Кривые помечены буквой "H". Из этих рисунков видно, что для толстой пленки ( $l = 2$  см) в сантиметровом диапазоне длин волн ( $\lambda_f = 3$  см) КПД нагрева H-волной составляет 22 % и существенно превосходит КПД нагрева E-волной. В миллиметровом диапазоне длин волн ( $\lambda_f = 3$  мм) максимальные значения эффективности нагрева E и H волнами близки по значению.

Баланс мощности в морской воде имеет вид

$$\frac{c}{8\pi} \text{Re} E_{3y} H_{3z}^* \Big|_{x=-l} = \frac{\omega \varepsilon_2''}{8\pi} \int_{-\infty}^{-l} (|E_{3z}|^2 + |E_{3y}|^2) dx. \quad (29)$$

Это соотношение эквивалентно следующему

$$\text{Re} \frac{1}{\varkappa_3} = \frac{|\varepsilon_3''|^2}{2 \text{Im} \varkappa_3},$$

которое, как не трудно доказать, является тождеством.

Наряду с КПД важной характеристикой эффективности энерговыклада в нефтяную пленку является отношение тепловой мощности, выделяемой в пленке, к мощности тепловыделения в морской воде

$$\zeta_{E,H} = \frac{\eta_{E,H}}{T_{E,H}}.$$

На рис. 8-10 изображены зависимости параметра  $\zeta_{E,H}$  для  $E$ - и  $H$ -волн, соответственно, от угла падения для различных толщин нефтяной пленки и частот излучения. Из рисунков 8а-10а видно, что для низких частот  $f = 10^9$  Гц, когда справедливо квазистатическое приближение

$$k_0 l \chi_2 \ll 1, \quad \pi/2 > \theta > 0$$

тепловыделение происходит в морской воде  $\eta_{E,H} \ll 1$ . Причем более интенсивное тепловыделение в пленке обеспечивает  $E$ -волны.

С ростом частоты  $f \geq 10^{10}$  Гц для всех рассмотренных толщин пленки интенсивность тепловыделения в пленке увеличивается по сравнению с интенсивностью тепловыделения в морской воде. Причем более эффективное тепловыделение теперь обеспечивает  $H$ -волна. С ростом толщины нефтяной пленки значение параметра  $\eta_{E,H}$  возрастает для всех рассмотренных частот. Важным обстоятельством так же является то, что максимальная тепловая мощность выделяется в нефтяной пленке при углах падения близких к  $\pi/2$ . С другой стороны при приближении к этому углу КПД стремится к нулю. Поэтому для эффективного нагрева пленки необходим выбор компромиссных параметров, которые обеспечивали бы и достаточное высокое КПД и с другой стороны большое значение параметра  $\zeta$ . Из рисунков 8-10 следует, что наиболее просто такая задача оптимизации решается в миллиметровом диапазоне длин волн. Так, например, для частоты  $f = 10^{11}$  Гц (длина волны 3 мм) при падении  $H$ -волны на пленку толщиной 1 см КПД составляет 50 %, а значения параметра  $\zeta_H$  равно 1,1. Для более толстой пленки ( $l = 2$  см) при угле падения  $65^\circ$  КПД равен 60 %, а  $\zeta_H = 2,7$ , т.е. доля выделяемой в пленке тепловой мощности существенно больше доли тепловой мощности выделяемой в морской воде.

### 3. Плотность мощности тепловыделения в нефтяной пленке и прилегающем слое морской воды

Омическая диссипация микроволновой энергии в нефтяной пленке и прилегающем к ней слое морской воды будет приводить к выделению тепла и нагреву пленки и воды.

### 3.1. Основные соотношения

Тепловая мощность, выделяемая в единице объема среды, определяется известным выражением [7]

$$Q = \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon'' |\mathbf{E}|^2, \quad (30)$$

$\mathbf{E}$  – амплитуда электрического поля в данной среде. Используя эту формулу, а также явные выражения для компонент электрического поля  $E$  и  $H$ -волн в нефтяном слое и морской воде, получим следующие выражения для плотности мощности тепловыделения

а)  $E$ -волна:

– нефтяная пленка (область 2, рис. 1)

$$Q_{E2} = 4k_0 \varepsilon_2'' \cos^2 \theta \frac{M_E(x)}{|D_E|^2} P_0; \quad (31)$$

– морская вода (область 3, рис. 1)

$$Q_{E3} = 4k_0 \varepsilon_3'' \frac{\cos^2 \theta}{|D_E|^2} e^{-2k_0(x+l)Im\varepsilon_3} \times \left(1 + \frac{\sin^2 \theta}{|\chi_3|^2}\right) P_0; \quad (32)$$

б)  $H$ -волна;

– нефтяная пленка

$$Q_{H2} = 4k_0 \varepsilon_2'' \cos^2 \theta \frac{M_H(x)}{|D_H|^2} P_0; \quad (33)$$

– морская вода

$$Q_{H3} = 4k_0 \varepsilon_3'' \frac{\cos^2 \theta}{|D_H|^2 |\chi_3|^2} e^{-2k_0(x+l)Im\varepsilon_3} P_0, \quad (34)$$

$P_0$  – мощность, падающей волны, приходящейся на единицу площади.

### 3.2. Результаты численного анализа плотности мощности тепловыделения

Из выражений для плотности мощности тепловыделения в морской воде следует, что размер слоя морской воды, где идет интенсивное тепловыделение, определяется декрементом затухания микроволновой мощности  $\alpha$

$$L = \frac{1}{\alpha}, \quad (35)$$

$$\alpha = 2k_0 Im \chi_3. \quad (36)$$

Выражение (35) можно преобразовать к виду

$$\alpha = 2k_0 \sqrt{\frac{|\varepsilon_3 - \varepsilon_3'|}{2}}. \quad (37)$$

В таблице 1 приведены значения характерного размера области тепловыделения в морской воде

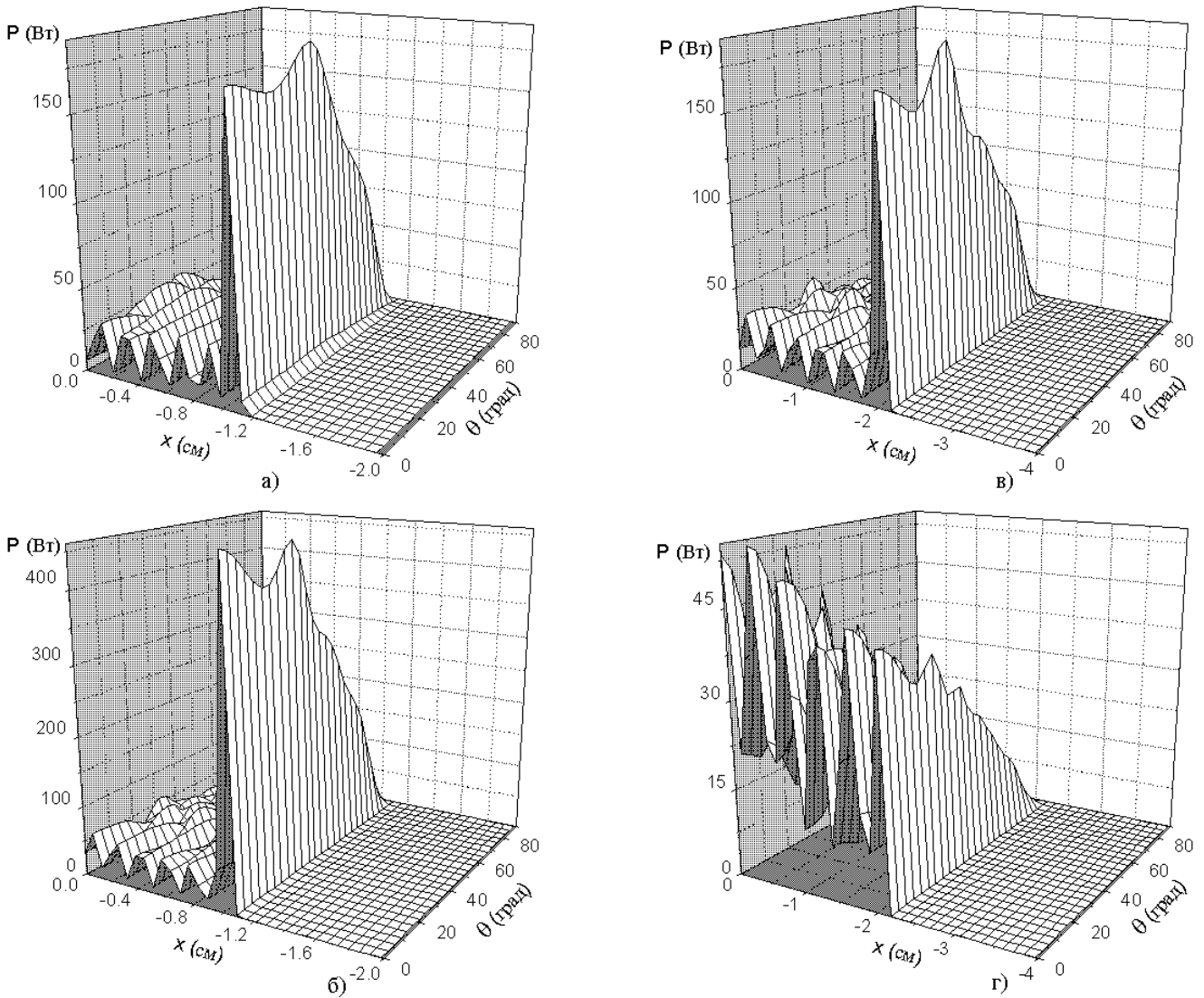


Рис. 11. Функция тепловыделения  $E$ -волны в нефтяной пленке и морской воде. а) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц,  $l = 1$  см; б) –  $f = 10^{11}$  Гц,  $l = 1$  см; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц,  $l = 2$  см; г) –  $f = 10^{11}$  Гц,  $l = 2$  см.

для различных частот. Видно, что в наиболее интересном для нас диапазоне частот  $f \geq 10^{10}$  Гц размер области тепловыделения составляет доли миллиметра.

На рис. 11, 12 представлены результаты численных расчетов плотности мощности тепловыделения (функции тепловыделения) для различных толщин пленки  $l = 1$  см, 2 см и частот  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц,  $10^{11}$  Гц, соответствующих миллиметровому диапазону длин волн. Рассмотрены волны  $E$  и  $H$ -поляризации. Результаты расчетов даны в виде зависимостей функции тепловыделения от глубины и угла падения электромагнитной волны. Из представленных зависимостей следует, что в случае тонкой пленки  $l = 1$  см и рассмотренных частот тепловыделение происходит в узком слое морской воды, примыкающем к нефтяной пленке. В самой пленке функция тепловыделения имеет осциллирующий

характер. Такое поведение функции тепловыделения легко объясняется, тем что с одной стороны глубина проникновения микроволн в морскую воду мала (см. таблицу 1), а с другой стороны мнимая часть диэлектрической проницаемости морской воды на много порядков превышает мнимую часть диэлектрической проницаемости нефти. Что касается зависимости функции тепловыделения от угла падения, то для указанных выше случаев эта функция меняется незначительно для углов  $60^\circ > \theta > 0$ . Для больших значений угла падения функция тепловыделения быстро убывает и обращается в ноль при  $\theta = 90^\circ$ .

Ситуация радикально меняется для слоя нефти  $l = 2$  см и высокой частоты излучения  $f = 10^{11}$  Гц. Как следует из рис. 12, в этом случае основное тепловыделение происходит в нефтяной пленке. При этом зависимости функции тепловыделения в пленке

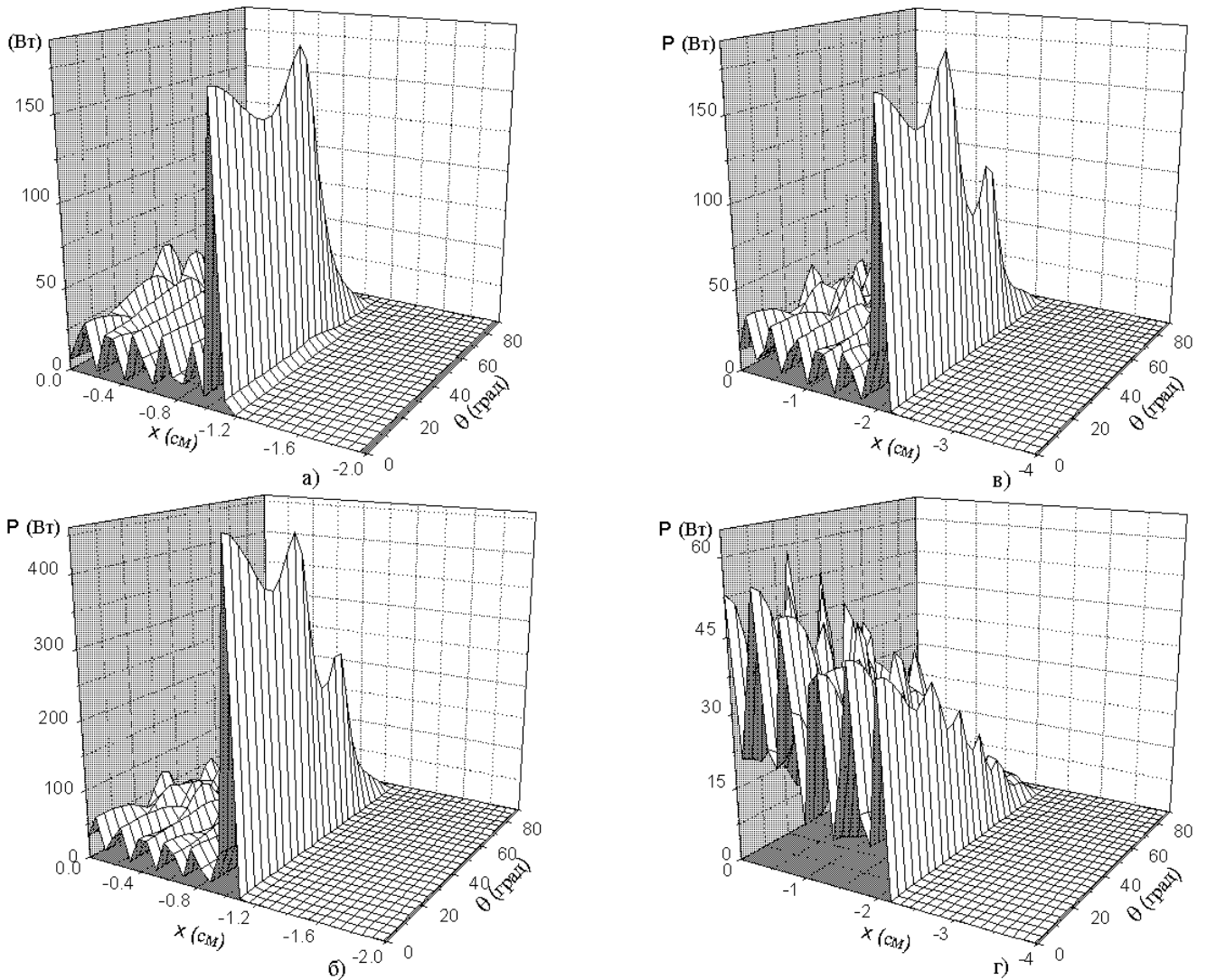


Рис. 12. Функция тепловыделения  $H$ -волны в нефтяной пленке и морской воде. а) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц,  $l = 1$  см; б) –  $f = 10^{11}$  Гц,  $l = 1$  см; в) –  $f = 5 \cdot 10^{10}$  Гц,  $l = 2$  см; г) –  $f = 10^{11}$  Гц,  $l = 2$  см.

ке носит ярко осцилляторный характер.

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе исследовано рассеяние плоских электромагнитных волн  $E$  и  $H$ -поляризации нефтяной пленкой на морской воде. Получены и исследованы коэффициенты отражения по мощности. Определены условия при которых основная мощность проникает в нефтяную пленку и морскую воду. Выполнен анализ баланса мощности в рассматриваемой системе. Определена доля мощности падающего излучения, поглощаемая нефтяной пленкой (КПД нагрева нефтяной пленки). Проанализировано соотношение между мощностью, поглощаемой в нефтяной пленке, и мощностью, затрачиваемой на нагрев морской воды. Исследовано распределение плотности мощности тепловыделения в нефтяной пленке и морской воде для волн  $E$  и  $H$ -поляризации. Показано, что

в миллиметровом диапазоне длин волн основная мощность падающей волны поглощается в нефтяной пленке.

Принято к публикации  
27 декабря 2000 года.

#### Список литературы

- [1] Кислицын А.А. Численное моделирование высокочастотного электромагнитного прогрева диэлектрической пробки, заполняющей трубу // ПМТФ - 1996. - Т. 37, N 3. - С. 75-82.
- [2] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. СВЧ метод устранения парафиновых пробок в нефтяных скважинах // 9-я Крымская и выставка "СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии",

25-27 сентября 1999 г. Севастопаль, Украина.  
Труды конференции. - С. 422-424.

- [3] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. Разрушение асфальто-парафиновых пробок в нефтяных трубопроводах перемещающимся источником ВЧ-излучения // 10-я Крымская и выставка "СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии", 25-27 сентября 1999 г. Севастопаль, Украина. Труды конференции. - С. 564-565.
- [4] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. Воздействие мощного нестационарного ВЧ-излучения на парафиновые пробки в оборудовании нефтяных скважин // 10-я Крымская и выставка "СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии", 25-27 сентября 1999 г. Севастопаль, Украина. Труды конференции. - С. 422-424.
- [5] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. ВЧ метод устранения парафиновых пробок в оборудовании нефтяных скважин и нефтепроводах // Электромагнитные явления. - 1998. - Т. 1, N 4. - С. 552-561.
- [6] Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю. "Электромагнитный крот" как способ эффективного разрушения асфальто-парафиновых отложений в нефтяных трубопроводах // Электромагнитные явления. - 1998. - Т. 1, N 4. - С. 552-561.
- [7] Вайштейн Л.А. Электромагнитные волны - М.: Радио связь - 1988. - 440 с.
- [8] Аникидов В.В., Нарышкин В.И., Рязанцев В.Л. Электромагнитные процессы в морской воде // Радиотехника и электроника. - 1976. - Т. 21, Вып. 5. - С. 913.