

УДК 538.566

**ФОКУСИРОВКА ВОЛНЫ,  
СХОДЯЩЕЙСЯ В ПРОИЗВОЛЬНО БОЛЬШОМ  
ТЕЛЕСНОМ УГЛЕ В ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЕ  
(В ЧАСТНОСТИ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ  
В ТКАНЯХ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ТЕЛА),  
И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТЕРАПИИ РАКА**

Г. С. Лужьянчиков, П. О. Нижурадзе

Решается задача о распределении поля вблизи фокуса, вдоль главной оптической оси, сферически сходящейся в произвольно большом телесном угле, в диссипативной среде волны. Расчеты сопоставляются с результатами эксперимента.

### Введение

Фокусировка упругих или электромагнитных волн с длиной волны в среде  $\lambda$  позволяет в какой-либо заданной области пространства с характерными размерами, соизмеримыми с  $\lambda$ , получить интенсивность колебаний, значительно превосходящую интенсивность в окружающей области, через которую транспортируется энергия колебаний. Пространственное распределение и интенсивность поля волны вблизи фокуса зависят от величины телесного угла, в котором подводится энергия. Наибольшей интенсивности поля в фокусе и наибольшей контрастности в величине поля фокуса и на периферии можно ожидать при угле сходимости волны  $\varphi_m \simeq \pi$ , т. е. тогда, когда колебания сходятся к фокусу в максимально возможном телесном угле  $\sim 4\pi$  ср. Здесь  $\varphi_m$  — угол между осью конуса, лежащей на координатной оси  $z$ , и образующей конуса, внутри которого распространяется сходящаяся волна. Однако имеющиеся в литературе данные [1] позволяют найти пространственное распределение вблизи фокуса лишь при угле сходимости  $\varphi_m \ll \pi$ .

В данной работе с учетом диссипации волновой энергии в среде, полагая  $\varphi_m$  произвольно большим, решается задача о распределении волнового поля вдоль оси  $z$  вблизи фокуса при  $|z| \ll r$  (координата  $z=0$  совпадает с точкой фокуса и вершиной конуса;  $r$  — расстояние от вершины конуса до поверхности, задающей волновое поле). Решение, полученное в настоящей работе, можно применить для различных сред и волн разной природы. Так, например, его можно использовать в работах, связанных с фокусировкой электромагнитного излучения в плазме [2]. Однако наиболее важным приложением полученного решения является использование его для исследования возможности фокусировки электромагнитных волн в тканях человека. Фокусировка позволила бы в случае возможности ее реализации создавать в глубине человеческого тела трехмерный рельеф температуры с максимумом в заданной точке. Это значительно расширило бы возможности СВЧ гипертермии — одного из перспективных направлений в терапии рака, где, однако, в отличие от обсуждаемого метода максимум температуры привязан к поверхности тела. Кроме прогресса более глубоких областей, появилась бы качественно новая возможность. В применяемой сейчас схеме лечения [3] фактором, нарушающим жизнедеятельность раковых клеток, служит рентгеновское облучение либо химиотерапия, в то

время как гипертермия является лишь вспомогательным средством, усиливающим поражающее действие, обеспечивая лучшее благодаря расширению сосудов снабжение тканей кислородом. Фокусировка, возможно, позволила бы отказаться от рентгеновского облучения и использовать непосредственно СВЧ гипертермию в качестве основного фактора, подавляющего раковые клетки. Действительно, обладая возможностью перемещать точку фокуса в глубине тела, можно было бы, совмещая точку фокуса с опухолью, в большей степени поднимать температуру раковой ткани, нежели окружающей ее здоровой ткани, тем самым в большой степени затрудняя жизнедеятельность раковых клеток по сравнению со здоровыми. При этом разница в степени биологического воздействия была бы еще более высокой, чем разница в температурах, поскольку клетки разных видов рака при повышении температуры обычно на  $1-2^{\circ}\text{C}$  более чувствительны к перегреву [3], чем клетки здоровых тканей.

### Фокусировка в диэлектрической среде с потерями

1) П о с т а в о в к а з а д а ч и. Рассмотрим следующую задачу (рис. 1). На поверхности сферы радиуса  $r$ , центром которой является точка  $O$  с координатами  $x=0, y=0, z=0$ , зададим поле  $\vec{E}=E_0 \sin \omega t$ . Направление вектора  $\vec{E}$  совпадает с меридиональными линиями, образуемыми пересечением сферы с плоскостью, содержащей ось  $x$  и вращающейся вокруг нее. Фазы и амплитуды колебаний по всей сфере одни и те же (кроме полюсов, где  $\vec{E}=0$ ).

Найдем поле на оси  $z$  при  $|z| \ll r$ , создаваемое поверхностью сферы, вырезанной конусом с вершиной, лежащей в центре сферы  $O$ . Ось конуса лежит на оси  $z$ , а его образующая составляет с осью  $z$  угол  $\varphi_m$ .

2) Р е ш е н и е. Разложим вектор  $\vec{E}$  в произвольной точке  $P$  на две составляющие:  $E_x$ , направленную вдоль  $x$ , и  $E_m$ , направленную вдоль перпендикуляра, опущенного из  $P$  на ось  $x$ . Заметим, что вклад в поле на оси  $z$  дает лишь  $E_x = E_{0x} \sin \omega_{0x} t$ , поскольку симметричные точки верхней и нижней полусфер дают суммарный вклад от  $E_m$ , равный нулю. Введем систему координат, при которой

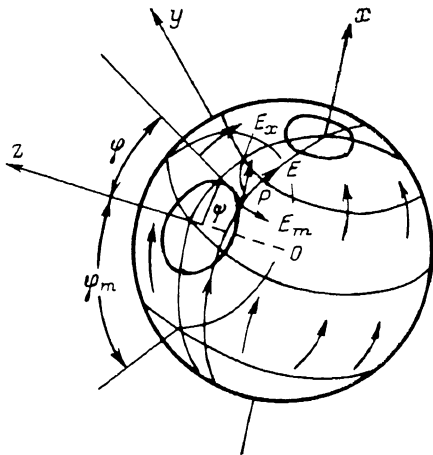


Рис. 1. Распределение поля на антенной системе.

любая точка  $P$  на сфере определяется двумя координатами: углом  $\varphi$  между осью  $z$  и прямой  $OP$  и углом  $\psi$  между плоскостью  $xOz$  и плоскостью, которая определяется осью  $Oz$  и точкой  $P$  на сфере. Легко показать, что  $E_{0x} = E_0 \sqrt{1 - (\sin \varphi \cos \psi)^2}$ . В соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля [1] возмущение  $dE_x$ , которое задается элементом поверхности сферы  $dS = r^2 \sin \varphi \times d\varphi \cdot d\psi$  в точке  $M$ , отстоящей от этого элемента на расстояние  $l$  и находящейся вблизи центра рассматриваемой сферы, равно

$$dE_x = \frac{E_0}{2\lambda} \frac{e^{-i\alpha l}}{l} (1 + \cos \chi) f^{-\beta l} \sqrt{1 - (\sin \varphi \cos \psi)^2} r^2 \sin \varphi d\varphi d\psi. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha = 2\pi/\lambda$ ;  $\chi$  — угол между нормалью к  $dS$  и линией, соединяющей  $M$  и  $dS$ ;  $\beta = 1/z_0$  — показатель затухания;  $z_0$  — расстояние, на котором амплитуда плоской волны затухнет в  $e$  раз.

Фазу колебаний на оси  $z$ , возбуждаемых элементом  $dS_\varphi$ , видимым из центра  $O$  под углом  $\eta$ , будем отсчитывать не от фазы колебаний поверхности сферы, как в (1), а от фазы колебаний в точке  $z$  волны, распространяющейся от элемента сферы  $dS_0$ , лежащего на оси  $z$  и видимого под углом  $\eta=0$ . Для точек, лежащих на оси  $z$  при  $|z| \ll r$ ,  $l = r - z \cos \eta$ . Следовательно, разница в длине хода

лучей из  $dS_\varphi$  и  $dS_0$  равна  $z(1 - \cos \varphi)$ . Если учесть, что при  $|z| \ll r \cos \kappa \approx 1$ , то вместо (1) можно написать

$$dE_x = \frac{E_0}{\lambda} e^{-i\alpha\lambda(1 - \cos \varphi)} e^{-\beta(r - z \cos \varphi)} \sqrt{1 - (\sin \varphi \cos \psi)^2} r \sin \varphi d\varphi d\psi. \quad (2)$$

Обозначим

$$E_r = E_0 e^{-\beta r} \frac{r}{\lambda}, \quad F(\varphi) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - (\sin \varphi \cos \psi)^2} d\psi$$

и разложим колебания, создаваемые всеми элементами  $dS_\varphi$  вырезанной поверхности сферы на две составляющие:  $E_{x,0}$  — совпадающую по фазе с колебаниями волны, идущей от  $dS_0$  по оси  $z$ , и  $E_{x,\pi/2}$  — сдвинутую на  $\pi/2$  по отношению к этим колебаниям. Тогда из (2) получим

$$E_{x,0} = 4E_r \int_0^{\varphi_m} e^{\beta z \cos \varphi} F(\varphi) \sin \varphi \cos [az(1 - \cos \varphi)] d\varphi,$$

$$E_{x,\pi/2} = 4E_r \int_0^{\varphi_m} e^{\beta z \cos \varphi} F(\varphi) \sin \varphi \sin [az(1 - \cos \varphi)] d\varphi. \quad (3)$$

Вычисления существенно упростятся, если заменить  $F(\varphi)$  на  $c + d \cos 2\varphi$ . Равенство

$$F(\varphi) = c + d \cos 2\varphi \quad (4)$$

выполняется для любых  $\varphi$  с точностью, превышающей 3 %, если положить  $c = 1.315$ ,  $d = 0.285$ . Амплитуду поля вблизи фокуса  $|E|_{(h)}$  как функцию относительного расстояния от центра  $h = z/\lambda$  и относительного показателя затухания  $k = \lambda/z_0$  найдем из равенства

$$|E_x|_{(h)} = 4E_r \sqrt{A^2 + B^2}. \quad (5)$$

Здесь  $A$ ,  $B$  — интегралы в (3) с учетом (4)

$$A = \int_0^{\varphi_m} e^{a \cos \varphi} (c + d \cos 2\varphi) \sin \varphi \cos [b(1 - \cos \varphi)] d\varphi,$$

$$B = \int_0^{\varphi_m} e^{a \cos \varphi} (c + d \cos 2\varphi) \sin \varphi \sin [b(1 - \cos \varphi)] d\varphi. \quad (6)$$

В (6) использованы обозначения:  $a = kh$ ,  $b = 2\pi h$ . После интегрирования (6) получим

$$A = \frac{1}{C} e^a [a(c + d) - 2d(R - P)] - e^{ay_m} \{ \cos(b - by_m) [a(c - d) + 2d\tilde{a}] - \sin(b - by_m) [b(c - d) + 2d\tilde{b}] \},$$

$$B = \frac{1}{C} [e^a [b(c + d) - 2d(T - S)] - e^{ay_m} \{ \sin(b - by_m) [a(c - d) + 2d\tilde{a}] + \cos(b - by_m) [b(c - d) + 2d\tilde{b}] \}]. \quad (7)$$

Здесь

$$C = a^2 + b^2, \quad R = \frac{2(a^2 - b^2)}{C}, \quad P = \frac{2a(a^2 - 3b^2)}{C^2}, \quad T = \frac{4ab}{C}, \quad S = \frac{2b(3a^2 - b^2)}{C^2},$$

$$\tilde{a} = ay_m^2 - Ry_m + P, \quad \tilde{b} = by_m^2 - Ty_m + S, \quad y_m = \cos \varphi_m.$$

Полученное выражение (7) позволяет, используя (5), найти распределение вдоль главной оптической оси  $z$  амплитуды поля  $|E_x|_{(h)}$ , если  $|z| \ll r$  при произвольно большом угле  $\varphi_m$  и любой величине относительного затухания  $k$ .

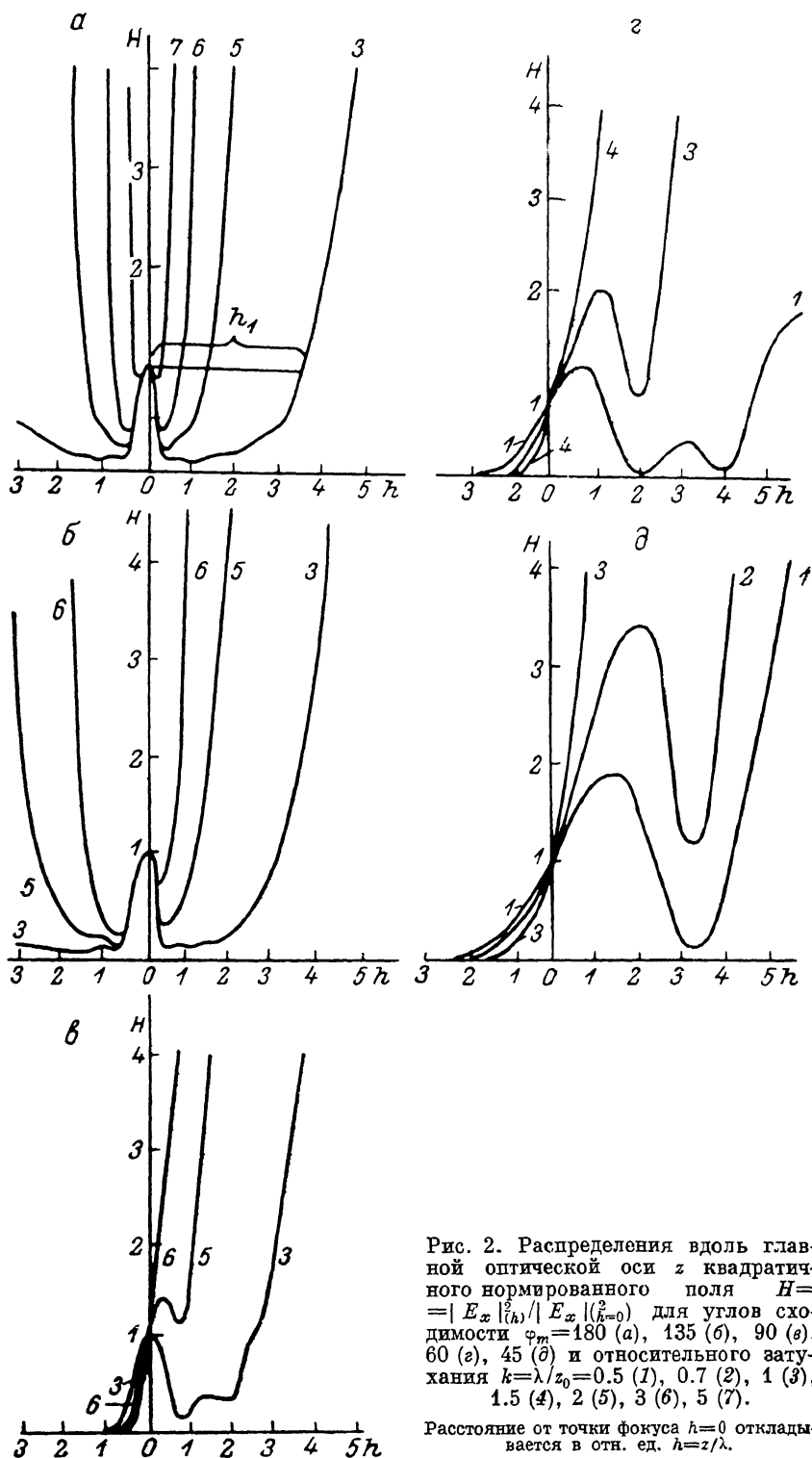


Рис. 2. Распределения вдоль главной оптической оси  $z$  квадратичного нормированного поля  $H = |E_x|_{(h)}^2 / |E_x|_{(h=0)}^2$  для углов сходимости  $\varphi_m = 180$  (а), 135 (б), 90 (в), 60 (г), 45 (д) и относительного затухания  $k = \lambda/z_0 = 0.5$  (1), 0.7 (2), 1 (3), 1.5 (4), 2 (5), 3 (6), 5 (7).

Расстояние от точки фокуса  $h=0$  откладывается в отн. ед.  $h = z/\lambda$ .

Результаты соответствующих вычислений представлены на рис. 2, а — д. По вертикальной оси откладывается значение нормированной функции  $H = |E_x|_{(h)}^2 / |E_x|_{(h=0)}^2$ ;  $|E_x|_{(h=0)}$  — значение поля в центре  $O$ ,  $h$  — относительное расстояние от центра вдоль оси  $z$ . Для проверки правильности расчетов были проведены вычисления распределения  $H$  для случая  $k \ll 1$  и  $\varphi_m \ll \pi/2$ . Полученное распределение совпадает с тем, что приведено в [1].

3) Обсуждени е. Желательно было бы иметь выражение, позволяющее определять распределение не только вдоль оси  $z$ , но и во всем объеме вблизи фокуса. Однако для ряда практических задач вполне достаточно знать распределение лишь вдоль главной оптической оси.

Представляется очевидным, что при равном расстоянии от точки фокуса поле будет увеличиваться при приближении к оси  $z$  и уменьшаться при приближении к границе геометрической тени — поверхности конуса, ограничивающего угол  $\varphi_m$ , т. е. поле на оси будет самым большим. Поэтому если стоит задача: в данной диссипативной среде с излучением, распространяющимся в данном угле сходимости  $\varphi_m$ , определить минимальное расстояние от фокуса  $h_1$  (рис. 2, а), на котором поле имеет величину меньшую той, что в фокусе, то информации о распределении вдоль оси  $z$  для решения этой задачи достаточно.

На рис. 2, а представлено семейство кривых  $H(h)$ , полученных для максимально возможного значения  $\varphi_m = 180^\circ$ , т. е. для случая, когда излучение проходит из телесного угла в  $4\pi$  ср. Видно, что вблизи фокуса — центра, к которому сходится сферическая волна, — возможно получение поля, большего, чем на периферии лишь в случае  $k \lesssim 5$ . При меньших углах  $\varphi_m$  (рис. 2, б—г) это будет при соответственно меньших значениях  $k$ .

Отметим, что размер области  $h_1$  (рис. 2, а), в которой поле меньше, чем в максимуме, тем больше, чем меньше  $k$  и чем больше  $\varphi_m$ . Заметно также существенное смещение точки максимума относительно точки сходимости сферической волны при больших значениях  $k$  и малых  $\varphi_m$  (рис. 2, в—д). Последний эффект отмечен также в работе [4], где исследовалась фокусировка электромагнитных волн при малых углах сходимости  $\varphi_m$  и отсутствии диссипации.

### Эксперимент по фокусировке сходящегося в большом телесном угле электромагнитного излучения в сильнопоглощающей среде

1) Экспериментальная установка. Реализация оптимального (относительно направления векторов  $\vec{E}$ ) распределения  $\vec{E}$  (рис. 1) технически сложна. Поэтому для качественной проверки правильности приведенных расчетов была собрана следующая простая установка (рис. 3). Электромагнитное излучение с длиной волны в вакууме  $\lambda_0 \approx 15$  см поступало из прямоугольного волновода сечением  $10 \times 15$  см в плавный переход, трансформирующий волну  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе в волну  $H_{11}$  в круглом волноводе диаметром 16 см. Торцы круглого волновода были соединены с конусом, расширяющим на длине 20 см сечение круглого волновода до диаметра 23.8 см. В вертикально стоящий конус была вставлена пробка из пористого пенопласта малой плотности. Размеры пробки и всех других существенных элементов даны на рис. 3 в одном масштабе. С внешней стороны пробки было сделано углубление сферической формы соосно с конусом. Глубина углубления  $\approx 4.3$  см, радиус кривизны 9.5 см, диаметр линзы  $\approx 16$  см (это соответствует  $\varphi_m \approx 60^\circ$ ). Пробка служила дном сосуда диаметром  $\approx 30$  см, в который заливалась водопроводная вода. Высота столба воды от плоской части дна 21 см. После наполнения сосуда водой на дне сосуда образовывалась сферическая водяная линза диаметром  $\approx 16$  см, которая должна была фокусировать излучение в глубь сосуда. Вертикальные стенки сосуда были изготовлены из гнутого пластмассового листа толщиной 3 мм.

О распределении энергосвечения внутри объема воды можно было судить по показаниям микровольтметра, соединенного с термопарами медь—константан. Одна термопара была термостатирована, а другая укреплена на конце тонкого диэлектрического стержня диаметром 5 мм, расположенного верти-

кально. Конец стержня с укрепленной на нем термопарой можно было перемещать во всех трех измерениях с помощью расположенного над сосудом координатного устройства с точностью  $\pm 1$  мм.

2) М е т о д и к а и з м е р е н и я. Измерение проводилось следующим образом. Термопара размещалась в нужном месте, снимались показания микровольтметра, затем импульсно включалась СВЧ мощность с продолжительностью импульса 30 мкс. Чтобы исключить ошибку, связанную с резким скачком показаний микровольтметра в момент импульсного включения мощности, замер напряжения на термопаре проводился спустя 4, 9, 18 с после импульса, что позволяло, используя аппроксимацию, установить значение температуры в данной точке непосредственно после импульса. При каждом пространственном положении термопары измерение проводилось описанным образом несколько раз, полученные значения усреднялись. Квадратичная погрешность оказалась всюду много меньшей усредненного значения, поэтому она не отложена на приведенных кривых пространственного распределения скачка температуры. Скачок температуры пропорционален энерговыделению в каждой точке пространства. Поскольку измерение скачка производилось не непосредственно после окончания СВЧ импульса, полученное распределение скачка температуры из-за теплопроводности и конвекции могло не совпадать с истинным распределением энерговыделения в пространстве. Причем это искажение тем существеннее, чем выше градиент температуры. Поэтому распределение снималось при нескольких уровнях импульсной СВЧ мощности. При снижении уровня мощности ниже определенного картина относительного

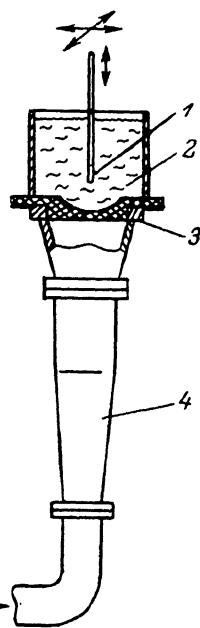


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

1 — термопара; 2 — сосуд, наполненный водой; 3 — пенопластовая пробка; 4 — волноводная система.

распределения уже не изменялась при дальнейшем уменьшении энерговыклада.

В этом случае, по-видимому, можно считать, что картина распределения энерговыделения не искажена. Это достигалось при такой импульсной мощности, когда в месте наибольшего скачка температуры этот скачок не превышал  $0.1^\circ\text{C}$ . Перед началом эксперимента температура воды была  $15\text{--}16^\circ\text{C}$ .

3) Р е з у л ь т а т ы э к с п е р и м е н т а и и х о б с у ж д е н и е. Полученная экспериментально картина распределения скачка температуры после импульса СВЧ представлена на рис. 4, а (кривая 2) в относительных единицах. За единицу скачка температуры принят скачок, который происходит на пересечении осевой линии со сферической поверхностью на дне сосуда.

Чтобы сравнивать результаты эксперимента с расчетом, определим сначала значения характеристик среды  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Согласно [5], для воды

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - j\epsilon_2 = \epsilon_{r\infty} + \frac{\epsilon_{rs} - \epsilon_{r\infty}}{1 + j\omega\tau}$$

или

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r\infty} + \frac{\epsilon_{rs} - \epsilon_{r\infty}}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{(\epsilon_{rs} - \epsilon_{r\infty})\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}.$$

Здесь  $\epsilon_{rs}$  — статическая диэлектрическая проницаемость воды, при  $t^\circ = 15^\circ\text{C}$   $\epsilon_{rs} = 82.3$ ;  $\epsilon_{r\infty}$  — диэлектрическая проницаемость при бесконечно большой частоте,  $\epsilon_{r\infty} = 5 \pm 0.5$ ;  $\tau$  — время релаксации, при  $15^\circ\text{C}$   $\tau = 10.9 \cdot 10^{-12}$ ;  $\omega$  — круговая частота. Можно показать, что для наших условий  $k \approx \pi \operatorname{tg} \delta$ , где  $\operatorname{tg} \delta = \epsilon_2/\epsilon_1$ ,  $\lambda = \lambda_0/\epsilon_1$ . Подставив указанные числовые значения, для  $\lambda_0 = 15$  см получим  $k \approx 0.44$ ;  $\lambda = 1.7$  см.

На рис. 4, а наряду с экспериментальной кривой 2 ( $k \approx 0.5$ ,  $\varphi_m \approx 60^\circ$ ) воспроизведена теоретическая кривая 1 ( $k = 0.5$  при  $\varphi_m \approx 60^\circ$ ). Отметим, что максимальное

поле в глубине среды по величине и местоположению близко тому, что ожидается теоретически.

Несколько меньшее значение экспериментально замеренного поля в точке максимума, а также менее ярко выраженная интерференционная структура вполне объяснимы отличием реально существовавшего возбуждающего поля на поверхности линзы с тем полем, которое задавалось в расчете. Действительно, упрощенно можно считать, что интерференционная картина на оси — результат интерференции излучения исходящего из двух участков линзы: центральной части и периферийной области. В расчетной модели предполагалось, что интенсивность поля одинакова по всей поверхности линзы, в то время как

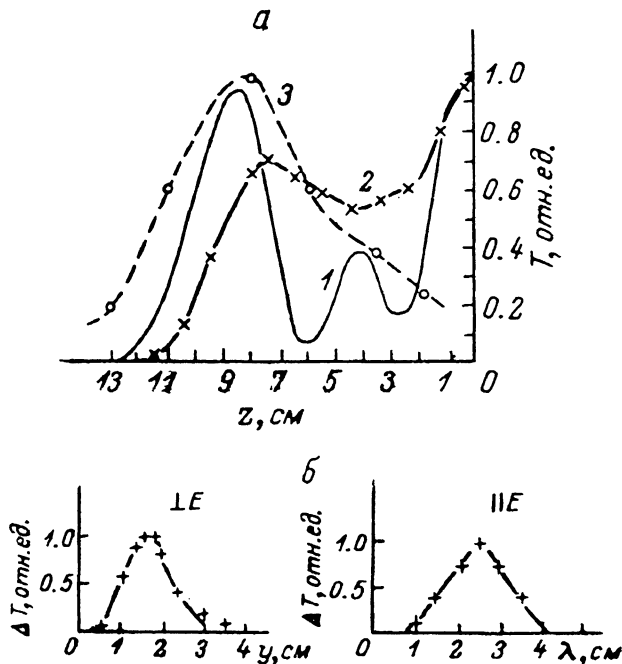


Рис. 4.

а — сопоставление теоретического распределения энерговыклада (1) с распределениями (2, 3), полученными экспериментально: 2 — настоящая работа, 3 — [6] (в последнем случае за единицу принято поле в точке максимума); б — экспериментально полученные в данной работе поперечные распределения энерговыделения в точке  $z=7.5$  см.

реально поле на краях линзы было меньше и соответствовало распределению поля в волне  $H_{11}$  в круглом волноводе. Меньшее значение поля вблизи краев линзы должно привести к меньшему в сравнении с расчетным полем вблизи фокуса и менее глубоким интерференционным провалам на оси  $z$ , чем в расчетной модели. Именно это и наблюдается в эксперименте. Из других отличий реальной и расчетной моделей отметим, что направление векторов в обеих моделях совпадает в центре линзы и отличается на периферии в соответствии со структурой поля волны  $H_{11}$  в круглом волноводе, что также уменьшает роль периферийной области.

С учетом отмеченных факторов можно считать, что результаты эксперимента соответствуют ожидаемому, основанному на проведенном расчете.

Эксперимент, близкий произведенному, описан в [6], где предлагалось использовать диэлектрическую линзу для увеличения пространственного разрешения местоположения температурных аномалий в глубине тела человека при радиометрии. В этом эксперименте проводилась фокусировка в воде ( $\lambda_0=18$  см,  $\varphi_m=45^\circ$ ), радиус кривизны сферы 10 см (диаметр линзы  $\sim 10$  см). Полученное распределение интенсивности поля вдоль оси  $z$  представлено на рис. 4, а (кривая 3). Как и в данной работе, отмечается наличие максимума поля в глубине среды, однако очевидны и очень существенные отличия в характере распределения. Так, отсутствует увеличение поля при приближении к вершине

линзы. Кроме того, отношение интенсивности в точке максимума к интенсивности у границы среды  $\sim 5$ . Если учесть, что энерговыделение пропорционально квадрату интенсивности, то отношение энерговыделения в точке максимума и вблизи вершины линзы  $\sim 25$ , в то время как в наших расчетах и эксперименте это отношение  $\sim 1$ .

Учтем при этом, что разница в результатах двух экспериментов еще больше, так как использованные в нашем эксперименте длина волны, размер линзы и фокусное расстояние должны были бы привести в нашем случае к лучшей фокусировке в сравнении с [6]. Отсутствие в [6] существенных данных, в частности указания на температуру воды, и, что более важно, отсутствие описания метода проведения измерения поля не позволяют судить о причинах столь сильного расхождения в результатах работы [6] и нашей. Возможно, в работе [6] допущена ошибка, приводящая к значительному завышению возможности проведения фокусировки в воде.

Что касается распределения энерговыделения вблизи фокуса в плоскости, перпендикулярной оптической оси, оно приведено для нашего случая на рис. 4, б. Полуширина при распределении в плоскости  $H \sim 1.5$  см, в плоскости  $E \sim 2$  см. Здесь различия не столь существенны. Полученная экспериментально в работе [6] полуширина, как отмечают авторы, практически совпадает с полушириной, даваемой [1] формулой  $\Delta x = 0.5 \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_1} \sin \varphi_m$ . Этот результат не тривиален, поскольку данная формула выведена для случая  $\varphi_m \ll \pi/2$  (у нас  $\varphi_m \sim \pi/2$ ) при распространении излучения в среде без потерь, т. е.  $k \ll 1$  (у нас  $k \sim 0.5$ ).

### Заключение

Правильность итоговых формул (7), позволяющих с использованием (5) получать распределение интенсивности поля вдоль фокальной оси (рис. 2) при распространении излучения в произвольно большом угле сходимости  $\varphi_m$  в диссипативной среде, подтверждается, во-первых, экспериментом, и, во-вторых, тем, что подстановка в (7) значений  $\varphi_m \ll \pi/2$  при  $k \ll 1$  дает распределение, совпадающее с полученным из общепринятой, классической теории [1], многократно проверенной экспериментально.

Авторы считают, что оценка возможности фокусировки в тканях человеческого тела, предпринятая на основании результатов настоящей статьи, будет достаточно надежной. Во всяком случае такая оценка не завязит эту возможность.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить сотрудников ИОФАН Н. М. Тарасову, С. И. Грицинина за помощь в проведении расчетов, а В. А. Иванова за помощь в постановке эксперимента.

### Литература

- [1] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
- [2] Анпилов А. М., Косый И. А., Лукьянчиков Г. С., Никурадзе П. О. ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2340—2346.
- [3] Александров Н. Н., Савченко Н. Е., Фрадкин С. З., Жаврид Э. А. Применение гипертермии и гипергликемии при лечении злокачественных опухолей. М.: Медицина, 1980.
- [4] Ваганов Р. Б. РИЭ, 1983, т. 28, № 5, с. 834—840.
- [5] Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. М.: Мир, 1984.
- [6] Миссежников Г. С., Сельский А. Г., Штейншлегер В. Б. ДАН СССР, 1981, т. 260, № 5, с. 1108—1111.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
18 августа 1986 г.  
В окончательной редакции  
27 июля 1987 г.