

СУБВОЛНОВАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.С.Зуев¹⁾, А.В.Францессон⁺Физический институт им П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия⁺Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 23 декабря 1999 г.

После переработки 23 июня 2000 г.

Предложено использование оптического конического коаксиала (биконуса) для дополнительной, субволновой, фокусировки лазерного излучения. Оценены потери распространения и эффективность возбуждения оптического биконуса. Экспериментально осуществлено в видимом свете возбуждение мод биконуса, имеющих особенность в вершине.

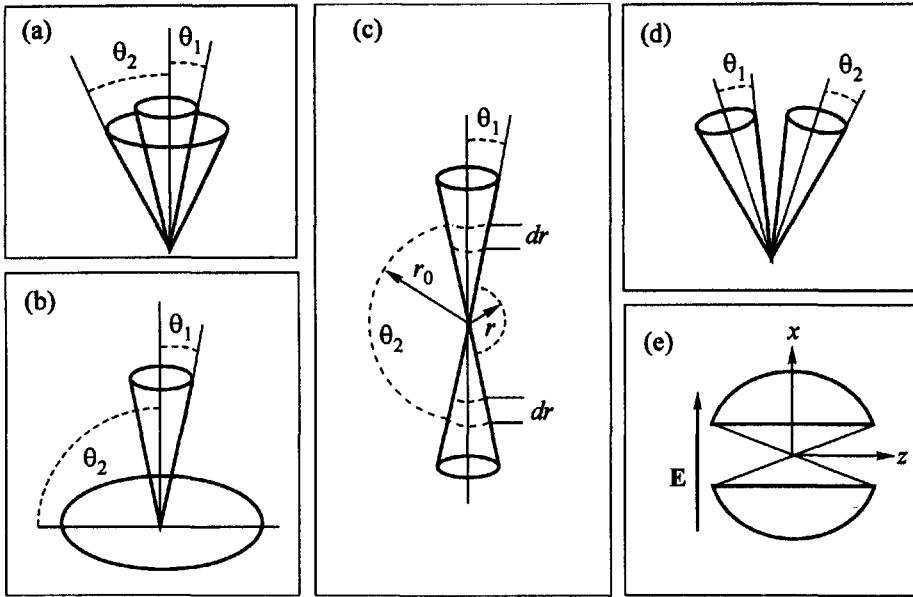
PACS: 42.60.-v

На микроволновых частотах существование возможности транспортировки без потерь электромагнитной волны вдоль длинной линии с поперечным сечением меньше и много меньше длины волны λ не вызывает сомнения ни с теоретической, ни с практической точек зрения. Такую транспортировку осуществляют металлический коаксиал, двухпроводная линия и др. [1]. Более того, известно, что микроволновое излучение можно сосредоточить в объеме с линейными размерами много меньше λ – в конденсаторе, в катушке индуктивности. Известны также устройства постепенно уменьшающегося поперечного сечения – конические коаксиальные линии, которые осуществляют, фактически, фокусировку электромагнитного излучения на площадку исчезающе малого размера. Это так называемые биконические рупоры, биконусы [2]. Биконусы различного вида изображены на рисунке. Биконус образуют две конические проводящие поверхности с углами раствора при вершине, соответственно, $2\theta_1$ и $2\theta_2$.

Биконусы имеют различную форму в зависимости от выбора углов раствора конусов $2\theta_1$ и $2\theta_2$ при их вершинах. На фрагменте а рисунка θ_1 и $\theta_2 < \pi/2$. На фрагменте б $\theta_1 < \pi/2$ и $\theta_2 = \pi/2$. Устройство имеет вид конической иглы, установленной нормально к плоскости. На фрагменте с $\theta_1 < \pi/2$ и $\theta_2 > \pi/2$, причем $\theta_2 = \pi - \theta_1$. Биконус такой конфигурации обычно служит моделью для рассмотрения линейной антенны. На фрагментах а–с рисунка все конусы выбраны соосными, а их вершины – совпадающими. На фрагменте d изображены два несоосных конуса с совпадающими вершинами. Углы раствора $2\theta_1$ и $2\theta_2$ (которые в данном случае отсчитываются так, как изображено на рисунке) одинаковы, причем $\theta_1, \theta_2 < \pi/4$, а угол между соответствующими осями симметрии меньше π . На фрагменте e изображен биконус в экваториальном разрезе сферы. Такой биконус мы будем обсуждать ниже при вычислении эффективности возбуждения биконуса плоской волной.

Результаты микроволновой теории и эксперимента нельзя непосредственно перенести в оптический диапазон, поскольку свойства металлов на оптических частотах существенно отличаются от таковых на микроволнах. На оптических частотах диэлектрическая проницаемость ϵ хорошо отражающих металлов равна $\epsilon = -|\epsilon'| + i\epsilon''$,

¹⁾ e-mail: zuev@sci.lebedev.ru



Различные модификации биконуса. На фрагменте е высота экваториального разреза сферы изображена преувеличенно большой

$|\epsilon'| \gg 1$, $\epsilon'' \ll \epsilon'$, а на микроволновых частотах $\epsilon = i4\pi\sigma/\omega$, $4\pi\sigma/\omega \gg 1$. Однако ниже мы покажем, что граничные оптические задачи можно решать приближенно методом последовательных приближений, используя в качестве нулевого приближения решения для граничных задач из микроволновой теории. Эта возможность возникает при рассмотрении приближенного граничного условия Леонтовича [3, 4] для тангенциальных составляющих полей на границе раздела S двух сред с $|\epsilon_1| \cong 1$ и $|\epsilon_2| \gg 1$:

$$\mathbf{E}_t = \sqrt{\mu/\epsilon}[\mathbf{H}_t, \mathbf{n}], \quad (1)$$

\mathbf{n} – нормаль к поверхности. При $\mu = 1$, $|\epsilon| \rightarrow \infty$ в (1) и при ограниченном \mathbf{H}_t получаем $\mathbf{E}_t = 0$. В силу $(i\omega/c)\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{E}$ из равенства $\mathbf{E}_t = 0$ на S следует также $\mathbf{H}_n = 0$ на S [4]. Условия $\mathbf{E}_t = 0$ и $\mathbf{H}_n = 0$ совпадают с условиями в задаче с идеальными проводниками. Поэтому для большого комплексного ϵ можно в качестве нулевого приближения использовать известные для $\epsilon = i\epsilon'' = i4\pi\sigma/\omega \gg 1$ решения.

Будем интересоваться нулевой модой биконуса [2], которая имеет особенность в точке $r = 0$:

$$E_\theta = H_\varphi = \frac{A}{r \sin \theta} e^{-i\omega r/c}, \quad E_r = E_\varphi = H_r = H_\varphi = 0. \quad (2)$$

В этой сходящейся к вершине биконуса волне интенсивность поля нарастает пропорционально r^2 по мере приближения к вершине биконуса. Это означает, что биконус осуществляет дополнительную фокусировку лазерного излучения, направляемого на его широкое сечение. Вопрос в том, каковы потери распространения и эффективность возбуждения биконуса. Эти величины оценены ниже с использованием граничного условия Леонтовича (1).

Для серебра на $\lambda = 550 \text{ нм}$ $\epsilon = -|\epsilon'| + i\epsilon'' = -12.7 + i0.46$ [5], то есть $|\epsilon| \cong 12.7 \gg 1$. Условие применимости (1) соблюдается, и (2) может быть использовано в качестве

нулевого приближения. В следующем приближении с помощью (1), на этот раз – с истинным значением ϵ , определим E_z , а затем поток энергии внутрь металла. Действительная часть этого потока является потерями распространяющейся к вершине сходящейся ТЕМ-волны (2).

Тангенциальная, она же – радиальная составляющая поля вблизи поверхности неидеального конуса в биконусе, найденная с помощью (1) и (2), равна

$$E_r = \sqrt{1/\epsilon} H_\varphi = \left(\frac{\epsilon''}{2|\epsilon'|^{3/2}} - i|\epsilon'|^{-1/2} \right) H_\varphi. \quad (3)$$

Для H_φ достаточно взять нулевое приближение. В результате получим, что действительная часть вектора Умова – Пойнтинга \mathbf{P} в направлении нормали S к равна

$$\text{ReP} = \frac{c}{4\pi} \frac{\epsilon''}{2|\epsilon'|^{3/2}} H_\varphi^2(\theta = \theta_1, \theta_2). \quad (4)$$

Энергетические потери dN на отрезках конусов dr , см. рисунок с, на расстоянии от вершины равны

$$dN = \frac{c}{2} \frac{\epsilon''}{2|\epsilon'|^{3/2}} [H_\varphi^2(\theta_1) \sin \theta_1 + H_\varphi^2(\theta_2) \sin \theta_2] r dr. \quad (5)$$

Эти потери отнесем к потоку энергии N в биконусе и найдем коэффициент поглощения α :

$$N = \frac{c}{4\pi} \int [\mathbf{E}_\theta \cdot \mathbf{H}_\varphi] dS = \frac{cr^2}{2} \sin^2 \theta_1 H_\varphi^2(\theta_1) \ln \left[\frac{\text{tg}(\theta_2/2)}{\text{tg}(\theta_1/2)} \right], \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{1}{N} \frac{dN}{dr} = \frac{\epsilon''}{2|\epsilon'|^{3/2}} \left(\frac{1}{\sin \theta_1} + \frac{1}{\sin \theta_2} \right) \left[\frac{1}{\ln(\text{tg}(\theta_2/2)/\text{tg}(\theta_1/2))} \right] \frac{1}{r}. \quad (7)$$

Интегрируя (7), найдем изменение полного потока энергии в ТЕМ-волне при ее распространении от сечения на расстоянии r_0 от вершины к сечению на расстоянии $r < r_0$:

$$N = N_0 e^{\beta \ln(r/r_0)}, \quad \beta = \frac{\epsilon''}{2|\epsilon'|^{3/2}} \frac{\sin^{-1} \theta_1 + \sin^{-1} \theta_2}{\ln(\text{tg}(\theta_2/2)/\text{tg}(\theta_1/2))}. \quad (8)$$

Для биконуса, изготовленного из серебра, с углами раствора конусов $\theta_1 = \pi/4$, $\theta_2 = 3\pi/4$ получим $\beta = 8.2 \cdot 10^{-3}$. По формуле (7) мощность сходящейся волны при распространении от $r_0 = 1$ мкм к $r = 50$ нм убывает на 2.5%. При переходе к меньшим сечениям нарушаются условия применимости формулы (1) из-за возрастающей кривизны поверхности [4].

Проведем расчет для биконуса, изготовленного из полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны около 1 эВ (Si, Ge и GaAs). Для $\lambda = 10^{-4}$ см и коэффициента поглощения $\alpha = 10^5$ см $^{-1}$ получим, что $\epsilon' = 10$ и $\epsilon'' = \alpha\lambda/2\pi = 1,5$. Для биконуса той же геометрической формы, которая была выбрана выше для биконуса из серебра, и для сечений $r_0 = 1$ мкм и $r = 50$ нм ослабление составляет 12%.

Определим теперь, какая часть мощности падающей на биконус волны превращается в сходящуюся волну биконуса. Ниже мы используем результаты теории Ми рассеяния света на сфере [6].

Падающая линейно поляризованная волна $\mathbf{E} = \mathbf{a}_z E_0 \exp(-i\omega t + ik_z z)$ наводит ток в проводящей сфере. Если сделать экваториальный поперечный к току разрез сферы, см. рисунок е, то, с одной стороны, появится объем, в котором можно будет разместить биконус, а с другой стороны, явление рассеяния света на сфере не изменится сколько-нибудь существенно (появится дополнительная собственная мода колебаний сферы). Разрез малой высоты будет замыкаться током смещения. Ограничивающие разрез поверхности следует сделать коническими. Вершины конусов располагаются на малом расстоянии друг от друга без касания. При касании вершин конусов будет большим магнитное поле, что полезно для магнитных взаимодействий.

Нормальный к разрезу ток определим из циркуляции $\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 4\pi J/c$. Магнитное поле рассеянной волны имеет вид (ограничиваемся лишь наведенным электрическим диполем)

$$\mathbf{H}^{(s)} = -E_0 e^{-i\omega t} i \frac{3}{2} b_1^{(s)} \mathbf{m}_{011}^{(s)},$$

$$\mathbf{m}_{e11}^{(s)} = i_\theta \frac{1}{\sin \theta} h_1^{(1)}(kR) P_1^1(\cos \theta) \sin \varphi - i_\varphi h_1^{(1)}(kR) \frac{\partial P_1^1}{\partial \theta} \cos \varphi. \quad (9)$$

Здесь $h_1^{(1)}(x)$ – сферическая бесселева функция 3-го рода, $P_1^1(\cos \theta) = \sin \theta$ – присоединенный полином Лежандра. Следует обратить внимание на выбор системы координат, см. рисунок е. Ось z направлена вдоль волнового вектора $\mathbf{k} = \mathbf{a}_z k_z$ падающей плоской волны, ось x – вдоль $\mathbf{a}_z E_0$, полярный угол θ отсчитывается от оси z , азимутальный угол φ соответствует вращению вокруг оси z и отсчитывается от оси x .

Циркуляцию магнитного поля будем вычислять вдоль контура на сфере в плоскости $\theta = \pi/2$. Это соответствует H_θ . Будем считать, что $kR_a \approx 2\pi$. При этом приближенно $h_1^{(1)}(x) \cong x^{-1} e^{ix}$, а

$$b_1^{(s)} \cong -e^{-i\varphi} \cos \rho \frac{\operatorname{tg} N \rho - N \operatorname{tg} \rho}{\operatorname{tg} N \rho + iN}, \quad \rho = kR_a, \quad N = i|\epsilon'|^{1/2}. \quad (10)$$

Для металла на оптических частотах $\epsilon = -|\epsilon'| + i\epsilon''$, $|\epsilon'| \gg |\epsilon''|$, то есть $\epsilon \cong -|\epsilon'|$. В результате при $\rho = R_a \omega/c$ получаем:

$$J_0 = \frac{3}{2} i \frac{c}{k} E_0 \frac{1 - i|\epsilon'|^{1/2}}{1 + |\epsilon'|} \cos \rho (1 - |\epsilon'|^{1/2} \operatorname{tg} \rho). \quad (11)$$

Функция $\cos \rho (1 - |\epsilon'|^{1/2} \operatorname{tg} \rho)$ при $|\epsilon'|^{1/2} \gg 1$ максимальна при $\rho_n = 2\pi n + (3\pi/2) + \Delta\rho$, причем $\Delta\rho = |\epsilon'|^{-1/2}$. Разлагая $\cos \rho_n$ и $\operatorname{tg} \rho_n$ вблизи $\rho = \rho_n$ в ряд по $\Delta\rho$, с точностью до $\Delta\rho$ получаем

$$|J_0| = \frac{3}{4} \frac{c}{k} E_0 \frac{|\epsilon'|^{1/2}}{(|\epsilon'| + 1)^{1/2}}. \quad (12)$$

Амплитуда заряда $q_0 = \int J dt = (3c/4k\omega) E_0$. При этом напряженность поля в зазоре

$$E = \frac{q_0}{s} = \frac{3}{4} \frac{c}{k\omega} E_0 \frac{1}{a^2} = \frac{3}{4} \frac{E_0}{(2\pi)^2} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2. \quad (13)$$

Здесь a – размер вершины биконуса, а $s = a^2$. При $\lambda = 1$ мкм и $a = 50$ нм получаем 8-кратно увеличенное поле в биконусе по сравнению с полем падающей волны и 64-кратно увеличенную плотность потока энергии.

Численный коэффициент в формуле для E довольно мал: $2 \cdot 10^{-2}$. Падающее на биконус излучение можно увеличить, не увеличивая мощности источника, с помощью настроенного в резонанс интерферометра типа Фабри-Перо, как это обычно делают в микроволновом эксперименте (не называя устройство интерферометром).

Для проверки эффекта концентрации оптической волны без потерь на площадках с размерами $\ll \lambda$ нами проделаны опыты с вольфрамовой конической иглой и проводящей плоскостью, то есть в конфигурации, изображенной на рисунке б. Радиус закругления вершины иглы составлял 10–12 нм. Для возбуждения сходящейся волны вершина иглы освещалась излучением гелий-неонового лазера, длина волны 633 нм, так, что направление поляризации излучения лежало в плоскости, содержащей ось иглы, а лазерный луч был направлен вдоль биссектрисы угла между образующей конической поверхности иглы и плоскостью с точкой фокусировки в вершине иглы. Сходящаяся волна не регистрировалась, а порожденная ею отраженная расходящаяся волна была хорошо видна невооруженным глазом. Яркая точка, расположенная в вершине иглы, возникала при приближении конца иглы к плоскости на расстояние около десятка нанометров. Интенсивность расходящейся волны плавно нарастала по мере приближения иглы к плоскости на расстояния 7–3 нм вплоть до касания иглы и плоскостие.

Для инструментального контроля расходящаяся волна фокусировалась линзой на фотодиод. Зависимость интенсивности расходящейся волны от угла наблюдения ϑ оказалась пропорциональной $\sin^{-2} \vartheta$, то есть такой, как это следует из формулы (2) с заменой k_z на $-k_z$. В каждой точке, отличающейся значением угла φ , расходящаяся волна линейно поляризована вдоль радиуса поперечного сечения биконуса. Это также соответствует конфигурации волны по формуле (2). Предварительные результаты опубликованы нами в работе [7].

Подведем итог. При использовании приближенного граничного условия Леонтовича оценены потери в нулевой моде оптического биконуса при 400-кратной концентрации плотности потока энергии в сечении много меньше длины волны. Эти потери составляют 2.5% для биконуса из серебра на длине волны 550 нм и 12% в биконусе из полупроводника с шириной запрещенной зоны 1 эВ для энергии кванта несколько больше ширины зоны. Оценена эффективность возбуждения биконуса. Эта эффективность не очень высока. Предложены средства для заметного ее увеличения. Полученные результаты полезны в сканирующей оптической микроскопии ближнего поля и в опытах по концентрации излучения в виде мощных лазерных импульсов малой длительности. В опытах последнего из перечисленных рода биконус, несомненно, будет разрушаться, но при хорошем контрасте излучения на несколько фемтосекунд будет увеличивать интенсивность поля практически любого из существующих лазеров с хорошим модовым составом излучения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. Л.А.Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, Радио и связь, Москва, 1988.
2. S.A.Schekunoff, *Electromagnetic Waves*, D. van Nostrand, New York, 1947.
3. М.А.Леонтович, *Избранные труды*, Наука, Москва, 1985, стр.352.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва, 1982.
5. H.Raether, *Surface plasmons*. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
6. J.A.Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1941.
7. V.S.Zuev and A.V.Frantsesson, *J. Russian Las. Res.* 10, 465 (1998).