

01;09

О затухании в волноводе

© И.А. Котельников

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: I.A. Kotelnikov@inp.nsk.su

(Поступило в Редакцию 11 марта 2003 г. В окончательной редакции 29 декабря 2003 г.)

Показано, что сильное поглощение *TM*-волны при скользющем падении на поверхность металла является аналогом полного прохождения *TM*-волны при падении на поверхность диэлектрика под углом Брюстера. Следствием потери металлической поверхностью отражающих свойств является усиленное затухание при распространении в волноводе колебаний, таких что отношение κ/k поперечного волнового числа κ к предельному k по порядку величины равно поверхностному импедансу ξ . Вычислен коэффициент затухания для *H*- и *E*-волн в круглом волноводе при произвольном соотношении κ/k и ξ . Показано, что при $\kappa/k \ll \xi$ коэффициент затухания меньше предсказываемого теорией, основанной на использовании метода последовательных приближений (см. например, [1, § 90]).

Введение

Традиционный подход к расчету затухания волн в волноводе с проводящими стенками состоит в использовании метода последовательных приближений, основанного на малости затухания волноводных мод (см., например, [1]). В настоящей заметке на примере волновода с круглым сечением показано, что подобный подход дает неверный результат, если длина волны существенно меньше радиуса сечения при том, что рассматриваются моды с малым поперечным волновым числом. Оказывается, что такие моды могут иметь качественно иную структуру полей, нежели в волноводе с идеально проводящими стенками даже при очень малом поверхностном импедансе, величина которого служит малым параметром при построении метода последовательных приближений. Данное явление тесно связано с эффектом полного прохождения электромагнитной волны при падении на поверхность раздела двух сред под углом Брюстера, которое для полноты картины кратко описано в разделе 1. Анализ затухания волн в круглом волноводе посвящен раздел 2. В заключительном разделе сделан вывод, что в большинстве приложений метод последовательных приближений дает правильный результат, и приведены также примеры, когда следует использовать результаты точного расчета.

1. Преломление на границе металла

Рассмотрим отражение плоской электромагнитной волны от поверхности металла. Амплитуды отраженной и преломленной волн E_1 и E_2 нетрудно выразить через амплитуду падающей волны E_0 , если использовать результат решения аналогичной задачи для диэлектрика и подставить

$$\varepsilon = \frac{4\pi i \sigma}{\omega}, \quad (1)$$

где σ — проводимость металла.

Для *TE*-волны (рис. 1, *a*) в соответствии с формулами Френеля [1, § 86] получаем

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon} \cos \theta_2}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon} \cos \theta_2}, \quad (2a)$$

$$\frac{E_2}{E_0} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon} \cos \theta_2}, \quad (2b)$$

а для *TM*-волны (рис. 1, *b*) имеем

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta - \cos \theta_2}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + \cos \theta_2}, \quad (3a)$$

$$\frac{E_2}{E_0} = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + \cos \theta_2}, \quad (3b)$$

где θ — угол падения, $\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta / \varepsilon}$.

Для хороших проводников $|\varepsilon| \gg 1$, поэтому с хорошей точностью $\cos \theta_2 = 1$.

Известно, что на поверхности металлов для тангенциальных компонентов электрического и магнитного

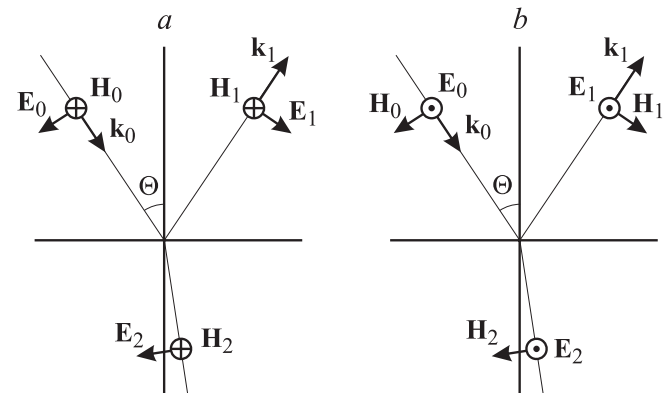


Рис. 1. Отражение излучения от плоской поверхности: *a* — *TM*-волна, *b* — *TE*-волна.

Параметры некоторых металлов

	σ_1, s^{-1}	σ_0, s^{-1}	ω_p, s^{-1}	τ, s	l_0, cm	δ_0, cm	$\vartheta'_{B, FIR}$	ϑ'_B	$\vartheta^\circ_{B, NIR}$
Ag	$6.1 \cdot 10^{17}$	$5.4 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	$3.6 \cdot 10^{-14}$	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	1.8	45	10
Al	$3.6 \cdot 10^{17}$	$2.1 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^{16}$	$8.0 \cdot 10^{-14}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$6.1 \cdot 10^{-8}$	0.9	33	7.5
Au	$4.4 \cdot 10^{17}$	$3.6 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	$2.4 \cdot 10^{-14}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$	2.2	45	10
Cu	$5.8 \cdot 10^{17}$	$1.6 \cdot 10^{17}$	$1.2 \cdot 10^{16}$	$1.3 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$2.7 \cdot 10^{-7}$	3.4	52	11
Fe	$1.0 \cdot 10^{17}$	$2.1 \cdot 10^{16}$	$5.4 \cdot 10^{-15}$	$9.2 \cdot 10^{-15}$	$6.9 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	9.1	120	29
Ni	$1.5 \cdot 10^{17}$	$6.2 \cdot 10^{16}$	$7.4 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^{-14}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$5.6 \cdot 10^{-7}$	5.4	86	20
Ti	$2.1 \cdot 10^{16}$	$8.6 \cdot 10^{15}$	$4.5 \cdot 10^{15}$	$5.3 \cdot 10^{-15}$	$3.5 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$	14	160	38

полей должно выполняться граничное условие Леонтовича [1, § 87].

$$\mathbf{E}_\tau = \xi[\mathbf{n}, \mathbf{H}_\tau], \quad (4)$$

где ξ — поверхностный импеданс, \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности металла.

Учитывая, что вне металла $|\mathbf{E}| = |\mathbf{H}|$ и используя формулы (2) и (3), нетрудно найти, что для TE - и TM -волн поверхностный импеданс равен соответственно $1/(\cos \theta_2 \sqrt{\epsilon})$ и $\cos \theta_2 / \sqrt{\epsilon}$. Таким образом, в приближении $\cos \theta_2 = 1$ получаем

$$\xi = 1/\sqrt{\epsilon} = (1 - i)\sqrt{\omega/8\pi\sigma} \quad (5)$$

вне зависимости от поляризации электромагнитного поля и угла падения. Это выражение справедливо для нормального скин-эффекта, когда толщина скин-слоя

$$\delta = \sqrt{c/2\pi\sigma\omega} \quad (6)$$

меньше длины свободного пробега электронов:

$$|l(\omega)| \ll |\delta(\omega)|. \quad (7)$$

Так как

$$l(\omega) = l_0/(1 - i\omega\tau), \quad \sigma(\omega) = \sigma_0/(1 - i\omega\tau), \quad (8)$$

условие (7) можно переписать в виде [2]

$$l_0/\delta_0 \ll (1 + \omega^2\tau^2)^{3/4}/(\omega\tau)^{1/2}, \quad (9)$$

где $\delta_0 = c/\omega_p$, $\omega_p = (4\pi\sigma_0/\tau)^{1/2}$ — плазменная частота электронов проводимости.

Свойства ряда металлов представлены в таблице. Приведенные в таблице значения параметров σ_0 , τ , ω_p , l_0 , δ_0 рассчитаны по данным оптических измерений отражения излучения CO_2 лазера на частоте $f = 28.3 \text{ THz}$ ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) от поверхности металлических образцов, сообщенным в монографии [3]. Формулы (8), если их пытаться применить к огромному диапазону частот от квазистационарных полей до излучения в видимой части спектра, дают лишь грубое приближение к реальной картине. Об этом свидетельствует тот факт, что расчетные значения σ_0 для ряда металлов существенно отличаются от статической проводимости σ_1 , которая также приведена в таблице по данным справочника [4]

для 0°C . Впрочем, существенное отличие σ_0 от σ_1 неудивительно. Поскольку $l_0/\delta_0 \gg 1$, область низких частот, где проводимость близка к статической, отделена от диапазона инфракрасного излучения областью аномального скин-эффекта, где формулы (5), (6) и (8) не применимы [5, § 86].

Вещественная часть ξ' поверхностного импеданса $\xi = \xi' + i\xi''$ положительна [1, § 87]. В низкочастотной области нормального скин-эффекта $\xi' = -\xi'' = \sqrt{\omega/8\pi\sigma_1}$, поскольку статическая проводимость σ_1 вещественна. В высокочастотной области нормального скин-эффекта, начиная с субмиллиметровой области частот, где $\omega\tau > 1$, поверхностный импеданс является почти чисто мнимым, $\xi \approx (1 - i\omega\tau)/(\omega\tau)$. В области аномального скин-эффекта, располагающейся между низкочастотной и высокочастотной областями нормального скин-эффекта, $\xi' \sim \xi'' \propto \omega^{2/3}$.

Как ясно из сказанного, граничное условие Леонтовича (4) верно при $|\xi| \ll 1$. Для дальнейшего важно, что им можно пользоваться при любых углах падения излучения на поверхность проводника, в том числе при скользющем падении. Ради этого вывода мы рискнули повторить выше общеизвестные сведения. Неравенство $|\xi| \ll 1$ выполняется при $\omega \ll \omega_p$, т.е., согласно данным таблицы, вплоть до частот видимого диапазона включительно.

Коэффициент отражения $R = |E_1/E_0|^2$ от поверхности металла нетрудно найти с помощью формул Френеля (2а) и (3а), полагая в них $\cos \theta_2 = 1$, либо непосредственно из граничного условия Леонтовича (4), выразив E_τ и H_τ через E_0 и E_1 :

$$R_{TE} = \left| \frac{\xi \cos \theta - 1}{\xi \cos \theta + 1} \right|^2, \quad (10a)$$

$$R_{TM} = \left| \frac{\cos \theta - \xi}{\cos \theta + \xi} \right|^2. \quad (10b)$$

Коэффициент отражения TE -волны близок к 1 при всех значениях угла падения (рис. 2), а коэффициент отражения TM -волны при $\theta_B = \pi/2 - |\xi|$ имеет минимум, равный

$$R_{\min} = \frac{|\xi| - \xi'}{|\xi| + \xi'}.$$

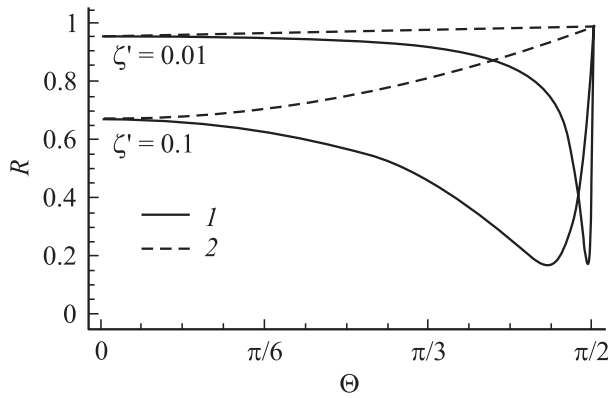


Рис. 2. Коэффициент отражения в зависимости от угла падения для случая вещественной проводимости. 1 — *ТМ*-волна, 2 — *ТЕ*-волна.

На частотах, где дисперсия проводимости еще не существенна, $R_{\min} = (\sqrt{2} - 1)/(\sqrt{2} + 1) \approx 0.17$. При уменьшении мнимой части ζ'' поверхностного импеданса величина R_{\min} стремится к нулю, а величина соответствующего угла падения — к углу Брюстера [1, § 86]. При падении на диэлектрик под углом Брюстера *ТМ*-волна полностью проходит через его поверхность, а при падении на металл почти полностью поглощается.

Для реальных металлов отличие угла Брюстера θ_B от прямого угла (равное $|\xi|$ чрезвычайно мало, поэтому далее мы будем отсчитывать угол падения от плоскости границы и введем обозначение $\vartheta = 90^\circ - \theta$). Для меди при частоте $f = \omega/2\pi = 1$ МГц угол Брюстера ϑ_B , выраженный в угловых секундах, составляет $0.2''$, а для стали не превышает $1''$. С ростом частоты поверхностный импеданс увеличивается, но даже в области инфракрасного излучения все еще мал. При частоте $f = 0.3$ ТГц ($\lambda = 1$ мм), соответствующей границе субмиллиметрового диапазона (Far InfraRed), величина угла Брюстера для разных металлов варьируется от 1 до 10 угловых минут. На границе оптического диапазона (Near InfraRed) при $f = 375$ ТГц ($\lambda = 0.8 \mu\text{m}$) угол Брюстера может достигать нескольких десятков градусов. Рассчитанные значения $\vartheta_{B,FIR}$ и $\vartheta_{B,NIR}$, выраженные соответственно в угловых минутах и градусах, приведены в третьей с конца и последней колонках таблицы, между ними приведена колонка значений угла Брюстера на частоте CO_2 лазера (28.3 ТГц).

2. Затухание в круглом волноводе

Наличие глубокого провала в отражательной способности металлической поверхности приводит к сильному поглощению колебаний в волноводе при определенном соотношении между длиной волны, линейными размерами сечения волновода и величиной поверхностного импеданса стенок. Рассмотрим волновод с круглым се-

чением (радиуса a). В таком волноводе [1, § 91]

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{ik}{\chi^2} \nabla_{\perp} E_z + E_z \hat{\mathbf{z}} + \frac{i\omega}{c\chi^2} [\nabla_{\perp} H_z, \hat{\mathbf{z}}], \\ \mathbf{H} &= \frac{ik}{\chi^2} \nabla_{\perp} H_z + H_z \hat{\mathbf{z}} - \frac{i\omega}{c\chi^2} [\nabla_{\perp} E_z, \hat{\mathbf{z}}] \\ E_z &= E_0 J_m(\chi r) e^{ikz + im\varphi - i\omega t}, \\ H_z &= H_0 J_m(\chi r) e^{ikz + im\varphi - i\omega t}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\chi = (\omega^2/c^2 - k^2)^{1/2}$, J_m — функция Бесселя.

Используя граничное условие (4), получаем дисперсионное уравнение [5,6]

$$\left[\xi J_m + \frac{i\omega}{c\chi} J'_m \right] \left[J_m + \xi \frac{i\omega}{c\chi} J'_m \right] = -\xi \left[\frac{ik}{\chi} \frac{im}{\chi a} J_m \right]^2, \quad (12)$$

где J_m и J'_m вычисляются для аргумента χa .

При заданной частоте ω оно определяет продольное волновое число k .

При идеальной проводимости стенок волновода, когда $\xi = 0$, уравнение (12) распадается на два уравнения, отвечающих независимому выбору амплитуд E_0 и H_0

$$J_m(\chi a) = 0 \quad (E_0 \neq 0, H_0 = 0), \quad (13a)$$

$$J'_m(\chi a) = 0 \quad (E_0 = 0, H_0 \neq 0). \quad (13b)$$

Первое соответствует *E*-волне, у которой $H_z \equiv 0$, а второе отвечает *H*-волне, $E_z \equiv 0$. Для справки укажем, что первые 3 корня $\chi_E a$ уравнения (13a) при $m = 1$ равны 3.83171, 7.01559, 10.1735, а первые 3 корня $\chi_H a$ уравнения (13b) есть 1.84118, 5.33144, 8.53632.

При конечном импедансе у любой волноводной моды имеются все 6 компонентов электромагнитного поля (исключение составляет случай $m = 0$, см. ниже), но при малом импедансе одна из поляризаций по-прежнему является преобладающей. При $|\xi| \ll \chi/k$ для *E*-волны из (12) получаем приближенное уравнение

$$J_m(\chi a) = -\xi \frac{i\omega}{c\chi} J'_m(\chi a).$$

Решая его методом последовательных приближений, находим поправку $\delta\chi$, вносимую конечным импедансом

$$\delta\chi = -\frac{i\omega}{c\chi_E} \frac{\xi}{a}.$$

Здесь χ_E — корень уравнения (13a). Так как $\chi\delta\chi + k\delta k = 0$ при фиксированной частоте ω , по вычисленному изменению поперечного волнового вектора $\delta\chi$ находим коэффициент затухания *E*-волны

$$\text{Im } k = \frac{\omega}{kc} \frac{\xi'}{a}, \quad (14a)$$

где Im означает выделение мнимой части.

Аналогичным образом для H -волны записываем приближенное уравнение

$$J'_m = \xi \frac{i\kappa c}{\omega} J_m + \xi \frac{i\kappa c}{\omega} \frac{km^2}{\kappa^2 a^2} J_m,$$

из которого находим

$$\text{Im } k = \frac{\kappa c}{\omega} \frac{m^2 k^2 + \kappa_H^4 a^2}{(\kappa_H^2 a^2 - m^2) k^2} \frac{\xi'}{a}, \quad (14b)$$

где κ_H — корень уравнения (13b), причем всегда $\kappa_H a > |m|$.

Заметим, что H -волна с $m = 0$ выделена: при $\kappa/k \ll 1$ ее коэффициент затухания оценивается как $(\kappa/k)^2 (\xi'/a)$, что в $(k/\kappa)^2$ раз меньше, чем для всех других волн.

Смысл коэффициента затухания состоит в том, что поток энергии в волне убывает пропорционально $\exp(-2\text{Im } k z)$. Формулы (14) совпадают с приводимыми во многих учебниках по классической электродинамике (см., например, задачу 2 в §91 в [1]), где диссипация в стенках волновода рассматривается в качестве малого возмущения. Однако они дают неверный результат, если $\kappa/k \lesssim |\xi| = \kappa_B$.

В этом нетрудно убедиться, рассмотрев случай $m = 0$, когда уравнение (12) при произвольном соотношении ξ и κ/k распадается на два независимых уравнения

$$J_0 + \xi \frac{i\omega}{c\kappa} J'_0 = 0 \quad (E_0 \neq 0, H_0 = 0), \quad (15a)$$

$$\xi J_0 + \frac{i\omega}{c\kappa} J'_0 = 0 \quad (E_0 = 0, H_0 \neq 0). \quad (15b)$$

В пределе $\xi \gg \kappa/k$ из этих уравнений получаем

$$\delta\kappa = -\frac{i\kappa_H}{ka} \frac{1}{\xi}, \quad \text{Im } k = \frac{\kappa_H^2}{k^2 a} \frac{\xi'}{|\xi|^2}, \quad (16a)$$

$$\delta\kappa = -\frac{i\kappa_H}{ka} \xi, \quad \text{Im } k = \frac{\kappa_H^2}{k^2 a} \xi' \quad (16b)$$

соответственно для E - и H -волны, причем κ_H в „нулевом“ приближении в обоих случаях определяется из единого уравнения $J'_0(\kappa_H a) = 0$. Как и при $|\xi| < \kappa/k$, E -волна с $m = 0$ затухает быстрее: коэффициент затухания (16a) в $1/|\xi|^2$ раз больше, чем (16b).

Переходя к случаю $m \neq 0$, оставим в (12) только главные в пределе $|\xi| \gg \kappa/k$ члены

$$\xi \left[\frac{i\omega}{c\kappa} J'_m \right]^2 = \xi \left[\frac{ik}{\kappa} \frac{im}{\kappa a} J_m \right]^2.$$

Полученное уравнение имеет чисто вещественные решения, так как поле сокращения множителя ξ вообще не зависит от проводимости стенок. Оно вновь распадается на два независимых уравнения, которые еще более упрощаются, если учесть, что $\omega/c \approx k$ в силу неравенств $\kappa/k \ll |\xi| \ll 1$

$$\frac{m}{\kappa a} J_m \mp J'_m = J_{m\pm 1} = 0 \quad (H_0 = \pm iE_0). \quad (17)$$

Два варианта выбора знака здесь дают два уравнения и отвечают волнам с левой (верхний знак) и правой (нижний знак) циркулярной поляризацией в плоскости сечения волновода

$$E_r = \mp \frac{ik}{\kappa} J_{m\pm 1}(\kappa r) E_0,$$

$$E_\varphi = -\frac{\kappa}{\kappa} J_{m\pm 1}(\kappa r) E_0,$$

$$E_z = J_m(\kappa r) E_0, \quad (18)$$

причем $\mathbf{H} = \pm i\mathbf{E}$.

Следуя работе [6], назовем два решения (18) L - и R -волнами соответственно выбору верхнего и нижнего знаков. На стенках волновода у этих волн отличны от нуля только z -компоненты электрического и магнитного полей, поэтому вектор Пойтинга $\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E}, \mathbf{H}]$ там равен нулю, выражая отсутствие диссипации энергии. L - и R -волны являются обобщением на случай $m \neq 0$ недифрагирующих бесселевых пучков [7], в которых в среднем по времени отсутствуют поток энергии от оси пучка. Имея в виду случай $m = 1$, укажем, что первые три корня $\kappa_L a$ уравнения $J_2 = 0$ равны 5.13562, 8.41724, 11.6198, а первые три корня $\kappa_R a$ уравнения $J_0 = 0$ равны 2.40483, 5.52008, 8.65373.

Поправка к величине $\kappa_{L,R}$ вычисляется по формуле

$$\delta\kappa = -\frac{i\kappa_{L,R}}{2ka} \left[\xi + \frac{1}{\xi} \right] \pm \frac{\kappa_{L,R}^2}{2k^2 a} \left[\frac{m}{\kappa_{L,R} a} - \frac{\kappa_{L,R} a}{m} \right],$$

а коэффициент затухания равен

$$\text{Im } k = \frac{\kappa_{L,R}^2 \xi'}{2k^2 a |\xi|^2}, \quad (19)$$

где $\kappa_{L,R}$ определяется из уравнения (17) с соответствующим выбором знака.

Наибольшее затухание достигается на общей границе областей применимости формул (14) и (19) при $|\xi| \sim \kappa/k$. Соответствующая длина затухания $(\text{Im } k)^{-1} \sim a/\xi'$ может приближаться к длине дифракционного расплывания a^2/λ волнового пакета в неограниченном пространстве, если $\xi' \sim |\xi|$ (напомним, что в инфракрасном диапазоне $\xi' \ll |\xi|$).

Рис. 3 на примере волн с $m = 1$ позволяет проследить основные закономерности преобразования H - и E -волн в L - и R -волны при изменении коэффициента поверхностного импеданса. Для простоты при построении графиков использовалось соотношение $\xi = (1 - i)\xi'$, справедливое при чисто вещественном значении коэффициента проводимости. При увеличении ξ' от предельного значения $\xi' \ll \kappa/k$ до $\xi' \gg \kappa/k$ в конечном итоге происходит уменьшение κ . Если упорядочить по возрастанию κ_H, κ_E , с одной стороны, и κ_R, κ_L — с другой, то соответствие волн при $\xi' \ll \kappa/k$ и $\xi' \gg \kappa/k$ устанавливается простым правилом: корень из первой последовательности переходит в ближайший меньший корень из второй последовательности. Поскольку волне H_{11} отвечает наименьший (1.84118) из всех корней в обеих последовательностях, она исчезает (становится сильно затухающей)

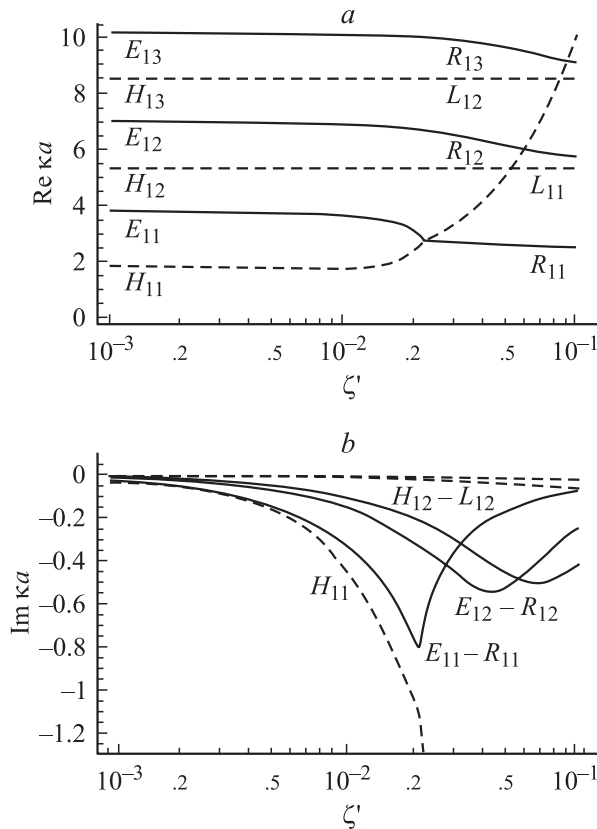


Рис. 3. Зависимость ka от ξ' — при $ka = 100$ при вещественном коэффициенте проводимости: a — вещественная часть, b — мнимая часть ka . $H_{mn}, E_{mn}, L_{mn}, R_{mn}$ — волны с заданными азимутальным и радиальным номерами m и n .

при увеличении импеданса. Другие H -волны переходят в L -волны с уменьшением радиального номера n на единицу. Так, H_{12} переходит в L_{11} , H_{13} переходит в L_{12} и т.д. E -волны переходят в R -волны с сохранением радиального номера: E_{mn} переходит в R_{mn} .

Заключение

Проведенный анализ показывает, что традиционный подход к расчету затухания волн в волноводе может приводить к неверному результату, поскольку при $|\xi| \gtrsim \kappa/k$ сопротивление стенок волновода в некотором смысле не мало и приводит к структурной перестройке волноводных полей. Напомним, что традиционный подход основывается на методе последовательных приближений. В первом приближении сопротивлением стенок полностью пренебрегают и находят собственные моды волновода с идеально проводящими стенками, полагая, что тангенциальная проекция электрического поля равна нулю на поверхности стенок $\mathbf{E}_\tau = 0$. В следующем приближении вычисляют E_τ , используя граничное условие Леонтовича (4) и найденную на первом шаге величину тангенциальной проекции магнитного поля \mathbf{H}_τ на стенках. Далее вычисляют поток энергии в стенки

$\mathbf{S}_n = (c/4\pi)[\mathbf{E}_\tau, \mathbf{H}_\tau]$ и находят длину затухания из уравнения баланса энергии в волне.

В реальных условиях поверхностный импеданс ξ обычно столь мал, что практически всегда выполняется условие $|\xi| \ll \kappa/k$, и, следовательно, метод последовательных приближений дает правильный результат. Тем не менее укажем два явления, где это условие может нарушаться.

Недавно было предложено использовать микрокапиллярные трубки для предотвращения дифракционного расплывания лазерного импульса, используемого в качестве драйвера при кильватерном ускорении заряженных частиц [8]. Лазерный импульс мощностью десятки тераватт почти мгновенно ионизует стенки микрокапилляра, превращая любой материал в хороший проводник, и распространяется в капилляре, как в волноводе. Подбором параметров капилляра гипотетически можно сформировать квазибеселев пучок излучения и существенно увеличить длину расплывания пучка.

Другое возможное приложение связано с исследованием зависимости продольного импеданса в циклических ускорителях частиц от частоты [9,10]. Эта зависимость имеет резонансный характер вблизи частот, удовлетворяющих условию временного синхронизма $\omega = n\omega_0$ (при целом n) между частотой синхротронных мод ω и частотой вращения частицы в ускорителе $\omega_0 = \beta c/R$, где βc — скорость частицы, R — радиус ее орбиты. Синхротронные моды в тороидальной камере возбуждаются ускоряемыми частицами, если фазовая скорость моды меньше скорости света. Последнее условие приводит к неравенству $\omega > \omega_{\min} \sim \pi c R^{1/2}/a^{3/2}$ [11]. Ширина отдельного резонанса пропорциональна коэффициенту затухания $\text{Im } k$ резонансной моды $\Delta\omega = \text{Im } kc$. Частоту ω_{\max} , соответствующую переходу между режимами затухания (14) и (19), можно оценить, приравняв характерный угол распространения синхротронного излучения $\chi \sim (\omega_0/\omega)^{1/3}$ (для низкочастотной части спектра синхротронного излучения) к углу Брюстера, т.е. к $|\xi| \sim \omega/\omega_p$. При этом оказывается, что для типичных параметров источников синхротронного излучения [12] величина $\omega_{\min} \sim \omega_p^{3/4}\omega_0^{1/4}$ попадает в диапазон инфракрасного излучения и удовлетворяет условию $\omega_{\max} > \omega_{\min}$.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Сер. Теоретическая физика. Т. VIII. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [2] Kaganov M.I., Lyubarskiy G.Ya., Mitina A.G. // Phys. Rep. 1997. Vol. 288. P. 291–304.
- [3] Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михалеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Атомиздат, 1976. С. 6.
- [4] Кикоин И.К. Таблицы физических величин. 2003. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

- [5] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. Сер. Теоретическая физика. Т. X. М.: Наука, 1979. 627 с.
- [6] *Котельников И.А.* Препринт ИЯФ. № 98–85. Новосибирск, 1989. 9 с.
- [7] *Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58 (15). P. 1499–1501.
- [8] *Lotov K.V.* // *Laser and Part. Beams.* 2001. Vol. 19. P. 219–222.
- [9] *Mg K.-Y.* // *Part. Accel.* 1990. Vol. 25. P. 153–181.
- [10] *Warnock R.L., Morton P.* // *Part. Accel.* 1990. Vol. 25. P. 113–151.
- [11] *Stupakov G.V., Kotelnikov I.A.* *Phys. Rev. St Accel. Beams.* 2003. Vol. 6: 034401-1–034401-12.
- [12] *Chernov V.A., Kondratev V.I., Korchuganov V.N.* et al. // *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A.* 1998. Vol. 45. P. 179–190.