

01;09;12

Открытые резонаторы для измерения малых диэлектрических потерь

© С.Н. Власов, Е.В. Копосова, С.Е. Мясникова, В.В. Паршин

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: vlasov@hydro.appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2002 г.)

На основе теории рассеяния проведено исследование открытых резонаторов, в частности построена теория открытого резонатора с диэлектрической пластиной. На ее основе разработана методика измерения малых потерь в диэлектриках. Проведенные измерения тангенса угла потерь в алмазных пластинах показали, что поглощение в объеме в лучших образцах имеет величину $\sim 7 \cdot 10^{-6}$ в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Обнаружено существенное поглощение в тонких поверхностных слоях, возникающее при многих технологических способах обработки поверхностей (при шлифовке, пайке в вакууме и т.д.).

Введение

Открытые резонаторы уже давно используются в различного типа установках для измерения комплексной диэлектрической проницаемости в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [1–3]. Однако созданные в последнее время для электроники больших мощностей материалы с экстремально малым поглощением, такие как высокочистый кремний [4] и особенно CVD (chemical vapor deposition)-алмаз [5], потребовали пересмотра существующих представлений о работе открытых резонаторов.

В ходе работ по созданию окон вывода энергии мегаваттных генераторов миллиметрового диапазона длин волн (гиротронов) было обнаружено, что тонкие поверхностные слои алмазного диска (который и является „окном“, через которое выводится микроволновая энергия) обладают повышенным поглощением.

Оказывается, образование таких тонких (порядка величины шероховатости) слоев есть следствие различных механических и/или химических способов обработки поверхностей: шлифовки, пайки, химического травления и т.д. Особенно сильное загрязнение возникает после впаивания диска в металлическую арматуру. Так, при создании окон вывода энергии после пайки алмазного диска к металлическому волноводу и далее к охлаждающей арматуре возникает избыточное поглощение в тонком поверхностном слое, зачастую превышающее поглощение в „теле“ диска. Это избыточное поглощение ведет к нарушению теплового режима окна вплоть до его разрушения. Мы не будем здесь касаться природы избыточного поглощения, отметим только, что проблема его удаления в готовом окне не решена до сих пор.

В настоящей работе описан метод измерения сверхмалых потерь в диэлектриках с помощью открытых резонаторов Фабри–Перо применительно к пластинам из высококачественного CVD-алмаза [5–7]. Метод основывается на более точной теории открытого резонатора [8], которая позволяет учесть дисперсию, вносимую в резонатор плоскопараллельной диэлектрической пластиной,

толщиной несколько длин волн с плоскостями, имеющими большее поглощение в тонком поверхностном слое.

Собственные частоты мод резонатора находятся из анализа структуры выходящих из резонатора полей при возбуждении его гауссовым пучком. Определяются частоты и добротности собственных мод резонатора с учетом поглощения в пластине, потерями на связь в зеркалах резонатора. Полученные в результате численного решения зависимости частот и добротностей собственных мод используются для обоснования упрощенных аналитических формул, которые связывают измеряемые экспериментально значения добротностей мод и потери в пластине.

1. Метод описания резонатора с плоскопараллельной диэлектрической пластиной

Рассмотрим резонатор, представленный на рис. 1. Он образован непрозрачными металлическими зеркалами с радиусом кривизны R_0 и диаметром $2a_m$, расположенными на расстоянии L друг от друга. Зеркала имеют омические коэффициенты отражения $R_{\text{ohm}} \approx -1$.

В резонаторе расположен элемент связи в виде диэлектрической пленки, расположенной под углом 45° к оси резонатора, с коэффициентом отражения jR (где j — мнимая единица) и коэффициентом прохождения T . Пленка разделяет резонатор на два плеча с длинами L_1 и L_2 ($L_1 + L_2 = L$). В таком описании пленка связи представляется восьмиполосником с четырьмя входами (выходами). Входы 1 и 2 направлены в сторону диэлектрической пластины и зеркала II соответственно. Ввод излучения осуществляется через вход (выход) 3, вывод через вход (выход) 3 (отражение от резонатора) и вход (выход) 4 (прохождение через резонатор).

Предполагается, что пленка связи не имеет потерь и дисперсии и при действительных значениях R и T выполняется равенство

$$R^2 + T^2 = 1.$$

пленке связи, имеют вид

$$\begin{aligned}\Psi_1^- &= T\Psi_2^+, \\ \Psi_2^- &= T\Psi_1^+ + jR\Psi_3^+, \\ \Psi_3^- &= jR\Psi_2^+.\end{aligned}$$

При таком описании пренебрегается дифракцией пучков вблизи самой пленки связи.

Изменение амплитуд пучков $\Psi(x, y, z)$ в зависимости от поперечных x, y и продольной z координат при распространении внутри резонатора описывается соотношением, следующим из представления поля в виде суперпозиции плоских волн. Это соотношение мы подробно запишем для пучка, распространяющегося в сторону второго зеркала. Оно имеет вид

$$\Psi_{2m}^+ = \hat{S}_2\Psi_2^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y)S_{L_2}\hat{\Phi}^d(x, y)\Psi_2^-, \quad (1)$$

где Ψ_{2m}^+ — амплитуда пучка, падающего на второе зеркало, S_2 — оператор распространения, $\hat{\Phi}^d(x, y)$ и $\hat{\Phi}^r(k_x, k_y)$ — операторы прямого и обратного двойного фурье-преобразования, $S_{L_2} = \exp(-jk_z L_2)$, $k_z L_2$ — набег фазы при распространении, k_z — продольное волновое число плоской волны

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (2)$$

$k = \omega/c = 2\pi f/c$, c — скорость света, f — частота, k_x и k_y — поперечные волновые числа.

Зеркала резонатора опишем как фазовый корректор, так что амплитуда пучка, уходящего от второго зеркала Ψ_{2m}^- , связана с амплитудой пучка, падающего на это зеркало, следующим образом:

$$\begin{aligned}\Psi_{2m}^- &= \hat{R}_0\Psi_{2m}^+ \\ &= R_{\text{ohm}} \exp\left\{-2jk\left[R_0\sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_0^2}} - R_0\right]\right\}\Psi_{2m}^+.\end{aligned} \quad (3)$$

В (3) положительное значение R_0 соответствует вогнутому зеркалу, через \hat{R}_0 обозначен оператор преобразования пучка зеркалом.

Соотношения, аналогичные (1), могут быть записаны для амплитуд волновых пучков, распространяющихся в каждой секции резонатора. Изменение структуры пучка от пленки связи до левой торцевой грани диэлектрической пластины описывается оператором $S_{1,5}$

$$\Psi_5^+ = \hat{S}_{1,5}\Psi_1^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y)S_{L_{1,5}}\hat{\Phi}^d(x, y)\Psi_1^-, \quad (4)$$

от левой торцевой грани диэлектрической пластины до правой ее торцевой грани — оператором \hat{S}_{pl}

$$\Psi_{5pl}^+ = \hat{S}_{pl}\Psi_5^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y)S_{L_{pl}}\hat{\Phi}^d(x, y)\Psi_{5pl}^-, \quad (5)$$

причем внутри пластины имеет место диэлектрик с комплексным показателем преломления n_{pl} . При таком показателе преломления внутри диэлектрика соотношение (2) заменяется следующим:

$$k_z = \sqrt{n_{pl}^2 k^2 - k_x^2 - k_y^2}.$$

Изменение структуры пучка от правой торцевой грани пластины до первого зеркала описывается оператором S_6

$$\Psi_{1m}^+ = \hat{S}_6\Psi_6^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y)S_{L_6}\hat{\Phi}^d(x, y)\Psi_6^-. \quad (6)$$

Для пучка, падающего на первое зеркало и отходящего от него, имеет место соотношение, аналогичное (3).

На левой грани левой пленки мы имеем падающий пучок с амплитудой Ψ_5^+ и уходящий пучок с амплитудой Ψ_5^- , а на правой грани левой пленки имеем падающий пучок с амплитудой Ψ_{5pl}^+ и уходящий пучок с амплитудой Ψ_{5pl}^- . Эти амплитуды связаны между собой следующими соотношениями:

$$\Psi_5^- = r_+\Psi_5^+ + t_+\Psi_{5pl}^+, \quad (7)$$

$$\Psi_{5pl}^- = r_-\Psi_{5pl}^+ + t_-\Psi_5^+, \quad (8)$$

где [11] r_{\pm} — коэффициенты отражения от пленки волн, падающих на нее со стороны второго зеркала и из пластины; t_{\pm} — коэффициенты передачи через пленку для падающих на нее волн со стороны второго зеркала и со стороны пластины соответственно.¹ Мы выразим эти коэффициенты через толщину пленок и их коэффициент преломления²

$$r_+ = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)},$$

$$r_- = \frac{r_{32} + r_{21} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)},$$

$$t_- = \frac{t_{12}t_{23} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)},$$

$$t_+ = \frac{t_{32}t_{21} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)},$$

$$\varphi_0 = kn_{\text{fil}}L_{\text{fil}}, \quad r_{12} = -r_{21} = \frac{1 - n_{\text{fil}}}{1 + n_{\text{fil}}},$$

$$r_{23} = -r_{32} = \frac{n_{\text{fil}} - n_{\text{pl}}}{n_{\text{fil}} + n_{\text{pl}}}, \quad t_{12} = \frac{2}{1 + n_{\text{fil}}},$$

$$t_{21} = \frac{2n_{\text{fil}}}{1 + n_{\text{fil}}}, \quad t_{23} = \frac{2n_{\text{fil}}}{n_{\text{pl}} + n_{\text{fil}}}, \quad t_{32} = \frac{2n_{\text{pl}}}{n_{\text{pl}} + n_{\text{fil}}}.$$

¹ При этом мы пренебрегаем дифракцией внутри пленок, считаем их тонкими.

² При такой записи пренебрегаем отличием показателя преломления среды резонатора от единицы, а скорость распространения электромагнитных волн в этой среде считается совпадающей со скоростью света в вакууме.

Мы имеем на левой стороне правой пленки падающий и отраженный пучки с амплитудами Ψ_{6pl}^+ и Ψ_{6pl}^- , а на правой стороне правой пленки — пучки с амплитудами Ψ_6^+ и Ψ_6^- . Эти пучки связаны между собой соотношениями

$$\Psi_{6pl}^- = r_- \Psi_{6pl}^+ + t_- \Psi_6^+, \quad (9)$$

$$\Psi_6^- = r_+ \Psi_6^+ + t_+ \Psi_{6pl}^+. \quad (10)$$

В результате решения системы (1)–(10) должны быть найдены поля, рассеянные резонатором: пучки Ψ_3^- и Ψ_4^- .

Эти поля мы будем характеризовать двумя коэффициентами, являющимися функционалами от полей рассеяния резонатора: коэффициентом отражения от резонатора K_r^0 и коэффициентом прохождения через резонатор K_t^0 .

Коэффициент отражения (коэффициент передачи на отражение) или прохождения (коэффициент передачи на проход) в этом случае, который в [8] назван одномодовым, можно определить в виде

$$K_{r,t}^0 = \frac{P_{r,t}^0}{P},$$

где $P = \iint |\Psi_3^+|^2 dx dy$ — мощность в пучке, возбуждающем резонатор; $P_{rt}^0 = P_{rt} N_{rt}$, $P_r = \iint |\Psi_3^-|^2 dx dy$ — мощность в пучке, уходящем от резонатора навстречу падающему пучку; $P_t = \iint |\Psi_6^-|^2 dx dy$ — мощность в пучке, прошедшем через резонатор.

Коэффициенты связи пучка и приемника $N_{r,t}$ характеризуют ту часть из падающего на приемник излучения, которая принимается последним, причем

$$N_r = \frac{\int \Psi_3^- \Psi_{r,out}^* ds \int \Psi_3^{*-} \Psi_{r,out} ds}{P_r P_{r,n}},$$

где функция $\Psi_{r,out}^*$ описывает структуру поля рабочей моды приемника на пленке связи; $P_{r,n} = \int |\Psi_{r,out}|^2 ds$ — мощность пучка с такой структурой;

$$N_t = \frac{\int \Psi_4^- \Psi_{t,out}^* ds \int \Psi_4^{*-} \Psi_{t,out} ds}{P_t P_{t,n}},$$

$\Psi_{t,out}$ — структура поля рабочей моды приемника на пленке связи; $P_{t,n} = \int |\Psi_{t,out}|^2 ds$ — мощность пучка с такой структурой.

Далее структуру пучка рабочей моды приемника будем считать гауссовой

$$\Psi_{r,out} \sim \Psi_{t,out} \sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_{r,t}^2}\right)$$

с полушириной, соответственно равной a_r у приемника для измерения отраженной волны, a_t у приемника для измерения проходящей волны.

Метод решения (1)–(10) описан в [8]. При заданном значении частоты она решалась методом итераций. В качестве начального значения для функций Ψ_1^+ , Ψ_{5pl}^+

и Ψ_6^+ , как правило, задавалась функция Ψ_3^+ . Поперечное распределение возбуждающего волнового пучка Ψ_3^+ полагалось гауссовым

$$\sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_b^2}\right),$$

где величина a_b характеризует полуширину возбуждающего пучка.

Амплитуды выходных волновых пучков на отражение и прохождение определялись соотношениями:

$$\Psi_3^- = iRS_2\widehat{R}_2\widehat{S}_2\{T\Psi_1^+ + jR\Psi_3^+\},$$

$$\Psi_4^- = T\Psi_3^+ + jR\Psi_1^+,$$

в которые подставлялась найденная функция Ψ_1^+ .

Далее частота изменялась и определялся отклик резонатора на измененной частоте. На некоторых резонансных частотах f_p коэффициент отражения увеличивался, а коэффициент прохождения уменьшался.

На рис. 3 приведен коэффициент отражения от резонатора как функция частоты для следующих реальных значений параметров: $L = 400.31035$ mm, $R_0 = 240.583$ mm, $R_{ohm} = .9992$, $L_{pl} = 1.84285$, $L_{fil} = 0.001$ mm, $n = 2.3808$, $a_m = 60$ mm, $a_{ex} = 60$ mm, $\text{tg } \delta_{pl} = 10^{-5}$, скорость света $c = 2.9969518 \cdot 10^{11}$ mm/s. Считаем, что ширина возбуждающего пучка совпадает с шириной пучка в резонаторе в месте помещения пленки связи, диэлектрическая пластина находится в центре резонатора.

Максимумы коэффициента отражения соответствуют определенной моде резонатора. Эту моду можно характеризовать продольным индексом m_s , который является целым числом, совпадающим с количеством максимумов поля этой моды, имеющих место на оси резонатора. Приближенно индекс m_s может быть найден как наиболее

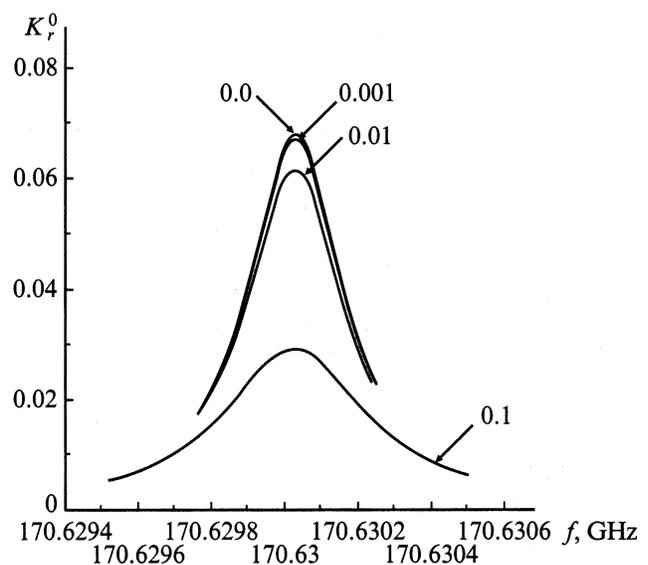


Рис. 3. Коэффициент отражения от резонатора как функция частоты. Цифры кривых — значения $\text{tg } \delta_{fil}$.

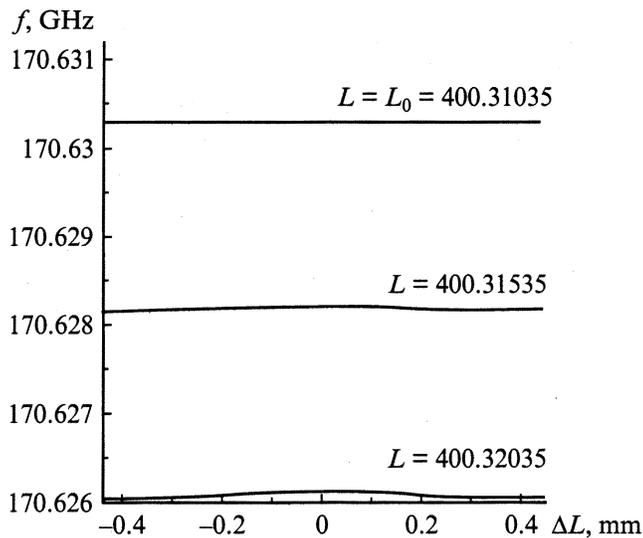


Рис. 4. Зависимость собственной частоты от смещения пластины ΔL относительно центра резонатора при различных значениях L (mm).

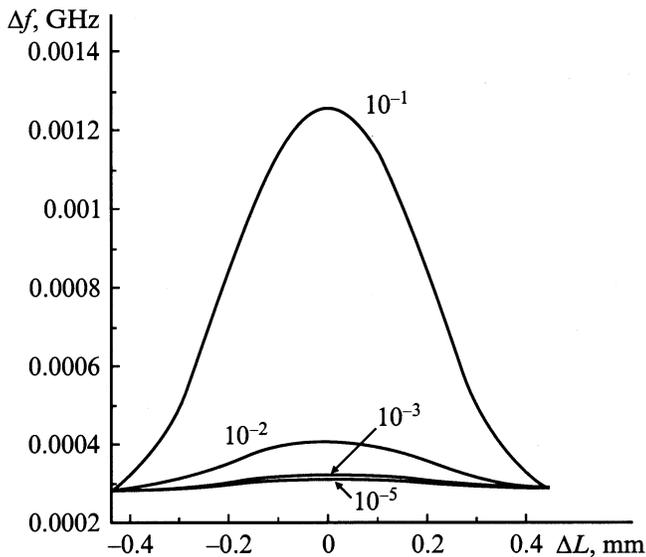


Рис. 5. Зависимость ширины резонансной кривой от смещения пластины ΔL относительно центра резонатора при различных величинах тангенса угла потерь пленок. Цифры кривых — значения $\text{tg } \delta_{\text{пл}}$.

близкое целое к числу \tilde{m}_s , получаемому из формулы

$$\tilde{m}_s = 2 \frac{L + (L_{\text{пл}} + 2L_{\text{фил}})(n-1)}{\lambda} - \frac{\arccos(g)}{\pi} \approx 458.003,$$

$$g = \left(1 - \frac{L}{R_0}\right),$$

$\lambda = c/f_p$, f_p определяется из решения системы (1)–(10).

При плоскопараллельном перемещении пластины вдоль оси резонатора частота моды в общем случае

меняется. Однако при заданной толщине пластины можно подобрать такую длину резонатора, при которой собственная частота некоторой моды почти не меняется. Это иллюстрирует рис. 4, на котором показана зависимость резонансной частоты для моды с продольным индексом $m_s = 458$ для ряда значений длины резонатора ($L = L_0$, при которой частота не смещается, $L = L_0 + 5 \mu\text{m}$, $L = L_0 + 10 \mu\text{m}$). На рис. 5 приведены зависимости ширины резонансной кривой этой моды от смещения пластины от центра резонатора при его длине $L = L_0$ для ряда значений поглощения в пленках. Изменение ширины связано с изменением поля внутри диэлектрической пластины при ее перемещении, что приводит к изменению омических потерь этой моды.

Экспериментальное определение диэлектрических потерь в пластине производится по экстремальным значениям добротности моды. Оказалось, что можно построить сильно упрощенную теорию резонатора с такой пластиной внутри него, которая позволяет адекватно описать поведение, показанное на рис. 5.

Резонатор с плоскопараллельной диэлектрической пластиной и неограниченными плоскими зеркалами

Перейдем в системе (1)–(10) к резонатору с плоскими неограниченными зеркалами, при этом все интегральные операторы \hat{S}_i станут числами (например, $\hat{S}_2 = \exp[-jkL_2]$ и т. д.), и будем решать задачу определения собственных частот резонатора, положив возбуждающий пучок, равный нулю. Тогда система интегральных уравнений сведется к трансцендентному характеристическому уравнению

$$\begin{aligned} & [-1 + r_+ T^2 R_{\text{ohm}} \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})]] \\ & \times [-1 + r_+ R_{\text{ohm}} \exp(-2jkl_6)] - \exp(-2jkn_{\text{пл}}L_{\text{пл}}) \\ & \times [-r_+ + T^2 R_{\text{ohm}} D \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})]] \\ & \times [-r_- + R_{\text{ohm}} D \exp(-2jkL_6)] = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где $D = r_+ r_- - t_+ t_-$.

Решение (11) будем искать методом возмущений, считая малыми параметрами потери в диэлектрике ($\text{tg } \delta_{\text{пл}}, \text{tg } \delta_{\text{фил}} \ll 1$), омические потери в зеркалах ($\delta_{\text{ohm}} = 1 - R_{\text{ohm}}^2 \ll 1$), коэффициент отражения пленки связи ($\delta_{\text{св}} = 1 - T^2 \ll 1$), толщину поглощающих пленок ($\varphi_0 = knL_{\text{фил}} \ll 1$).

В нулевом приближении (при равных нулю малых параметрах) получим для определения собственных частот

уравнение

$$\begin{aligned} & -2r_+ \cos [k^0(L_2 + L_{1,5} - L_6)] \sin [k^0 n(L_{pl} + 2L_{fil})] \\ & + r_+^2 \sin [k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 - nL_{pl} - 2L_{fil})] \\ & = \sin [k^0(L_2 + L_{1,5} + nL_{pl} + 2L_{fil})]. \end{aligned} \quad (12)$$

Из (12) следует, что при условиях

$$nk^0(L_{pl} + 2L_{fil}) = m_1\pi, \quad (13)$$

$$k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6) = m_2\pi, \quad (14)$$

где m_1 и m_2 — целые числа, равные количеству полу-волн вдоль оси резонатора соответственно, в диэлектрике с поглощающими пленками и вне диэлектрика существует мода резонатора с волновым числом k^0 и частотой, которая не меняется при плоскопараллельном перемещении пластины вдоль оси резонатора [2].

В первом порядке теории возмущений выразим изменение собственного волнового числа рассматриваемой моды $\Delta k = j\Delta k''$, вызванное наличием потерь на связь и тепловыми потерями в зеркалах $\Delta k''_R$, а также тепловыми потерями в диэлектрической пластине $\Delta k''_{pl}$ и в слоях, покрывающих пластину $\Delta k''_{fil}$,

$$\begin{aligned} \Delta k''_R &= \frac{(\delta_{ohm} + \delta_{св})(1 - r_+^2)}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}] \times \\ & \times [r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle]\}}, \\ \Delta k''_{pl} &= \frac{n \operatorname{tg} \delta_{pl} k^0 \left\{ L_{pl} [r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle] + \right. \\ & \left. + \frac{4L_{fil}}{(n+1)^2} [1 - n^2 + (n^2 + 1) \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle] \right\}}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + \\ & + n[L_{pl} + 2L_{fil}][r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle]\}}, \\ \Delta k''_{fil} &= \frac{4n \operatorname{tg} \delta_{fil} k^0 L_{fil} [1 - \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle] \frac{n^2}{(n+1)^2}}{\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}] \times \\ & \times [r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle]\}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Рассмотрим сначала зависимость ширины резонансной кривой $\Delta k'' = \Delta k''_R + \Delta k''_{pl}$ от положения пластины в резонаторе (длины $L_2 + L_{1,5}$) в случае отсутствия поглощающих пленок на пластине

$$\begin{aligned} \Delta k''_R + \Delta k''_{pl} &\approx \frac{\operatorname{tg} \delta_{pl}}{2} \\ &\times \frac{\frac{\delta_{ohm} + \delta_{св}}{k^0 n L_{pl} \operatorname{tg} \delta_{pl}} + \frac{\{1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle + r_+^2\}}{1 - r_+^2}}{\frac{L_1 + L_{1,5} + L_6}{n L_{pl}} + \frac{\{1 + 2r_+ \cos \langle 2k^0(L_2 + L_{1,5}) \rangle + r_+^2\}}{1 - r_+^2}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Из этого выражения следует, что добротность $Q = k^0 / 2\Delta k''$ рассматриваемой моды резонатора с индексом $m_1 + m_2$ осциллирует при смещении пластины вдоль

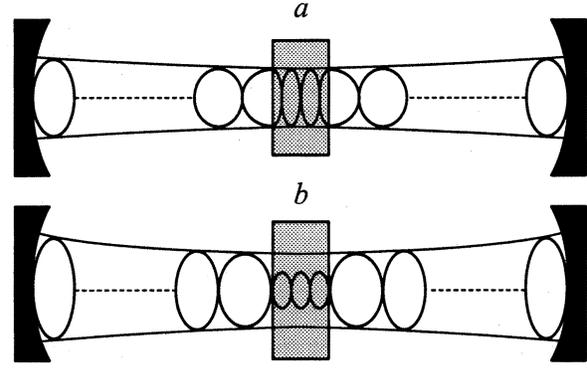


Рис. 6. Структура поля в резонаторе с пластиной. *a* — торцевые поверхности пластины находятся в максимумах электрического поля, *b* — в нулях.

его оси, достигая экстремумов при $2k^0(L_2 + L_{1,5}) = s\pi$, где s — целое число.

При четном s плоскости диэлектрика совпадают с нулями электрического поля стоячей волны в резонаторе, при этом положение амплитуда электрического поля в диэлектрике минимальна, что показано на рис. 6, *a*. Добротность этой моды

$$Q_+ = \frac{k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 + L_{pl})}{\delta_{ohm} + \delta_{св} + \operatorname{tg} \delta_{pl} k^0 L_{pl}}. \quad (17)$$

При нечетном s плоскости диэлектрика совпадают с максимумами электрического поля стоячей волны в резонаторе и амплитуда электрического поля в диэлектрике максимальна, что показано на рис. 6, *b*. Добротность этой моды

$$Q_- = \frac{k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2 L_{pl})}{\delta_{ohm} + \delta_{св} + n^2 \operatorname{tg} \delta_{pl} k^0 L_{pl}}. \quad (18)$$

При отсутствии потерь в диэлектрике более высокодобротной благодаря запасенной в последнем энергии является мода Q_- с максимальным значением электрического поля. Если потери в диэлектрике преобладают и энергия, запасенная в пластине, мала по сравнению с энергией в остальном объеме резонатора, то более высокодобротной является мода с Q_+ . Как правило, последний случай реализуется экспериментально [2]. Как следует из (16), при условии

$$\frac{\delta_{ohm} + \delta_{св}}{k^0 n L_{pl} \operatorname{tg} \delta_{pl}} = \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n L_{pl}}$$

или

$$\operatorname{tg} \delta_{pl} = \frac{\delta_{ohm} + \delta_{св}}{k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6)}$$

осцилляции добротности моды отсутствуют.

Для определения потерь в диэлектрике измеряются экстремальные значения добротностей резонатора Q_+

и Q_- , а также добротность моды пустого резонатора с тем же индексом $m_1 + m_2$ и на той же частоте

$$Q_0 = \frac{k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 + nL_{pl})}{\delta_{ohm} + \delta_{св}}. \quad (19)$$

Далее, исключая из любой пары равенств (17)–(19) величину потерь в резонаторе без диэлектрика $\delta_{ohm} + \delta_{св}$, получим следующие три выражения для определения величины $\text{tg } \delta_{pl}$ через Q_0 , Q_+ и Q_- , которые мы обозначим через $\text{tg } \delta_{pl-}$ при использовании (17), (19), $\text{tg } \delta_{pl+}$ при использовании (18), (19) и $\text{tg } \delta_{pl0}$ при использовании (17), (18),

$$\text{tg } \delta_{pl+} = \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{L_{pl}} - (n-1) \right], \quad (20)$$

$$\text{tg } \delta_{pl-} = \left(\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \right) \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n^2 L_{pl}} + \frac{(n-1)}{n} \right], \quad (21)$$

$$\text{tg } \delta_{pl0} = \frac{1}{n^2 - 1} \left[\left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_-} \right) \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6 + nL_{pl}}{L_{pl}} + (n+1) \left(\frac{n}{Q_+} + \frac{1}{Q_-} \right) \right]. \quad (22)$$

При использовании (20)–(22) следует иметь в виду, что выражения

$$\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \quad \text{и} \quad \frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_-}$$

могут быть как положительными, так и отрицательными.

Таким образом, возможно измерение $\text{tg } \delta_{pl}$ при двух положениях диэлектрической пластины, когда потери, вносимые диэлектриком в резонатор а) минимальны — этот случай используется для измерения относительно больших величин $\text{tg } \delta_{pl}$ (до $\sim 10^{-2}$), б) максимальны — этот случай используется для измерения материалов с минимальным поглощением. Это положение пластины позволяет с хорошей точностью измерять современные материалы со сверхмалым поглощением.

Способ измерения без использования информации о добротности пустого резонатора удобен для экспериментов с меняющимися параметрами образца, например для измерения температурных зависимостей $\text{tg } \delta_{pl}$.

Естественно, что результаты расчета величины $\text{tg } \delta_{pl}$ из измеренных значений Q_0 , Q_+ и Q_- не должен зависеть от положения образца в резонаторе, так что с использованием трех вариантов расчета величины $\text{tg } \delta_{pl}$ появляется возможность самопроверки результатов.

При измерении алмазных дисков (а ранее кремниевых) оказалось, что расчетное значение $\text{tg } \delta_{pl}$ существенно зависит от положения образца в резонаторе. Причем величина $\text{tg } \delta_{pl}$, рассчитанная из Q_- и Q_0 , значительно превышает $\text{tg } \delta_{pl}$, рассчитанный исходя из Q_+ и Q_0 (табл. 1). Такое противоречие, в частности, может возникнуть вследствие наличия на поверхности диэлектрика дополнительных потерь. При условии, что эти дополнительные потери локализованы в тонком

Таблица 1.

| № диска | Толщина, mm | Частота, GHz | $\text{tg } \delta_{pl-} \cdot 10^4$ | $\text{tg } \delta_{pl+} \cdot 10^5$ |
|---------|-------------|--------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| 87 | 0.41 | 152 | 6.5 | 7.6 |
| 93 | 0.38 | 166 | 4.0 | 5.8 |
| 128 | 0.37 | 170 | 1.7 | 2.5 |
| 131 | 0.46 | 136 | 2.0 | 9.6 |

поверхностном слое, из (15) следует, что они вносятся только в моду с Q_-

$$Q_- \approx \frac{k^0[L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2(L_{pl} + 2L_{fil})]}{\delta_{ohm} + \delta_{св} + n^2 \text{tg } \delta_{pl} k^0 L_{pl} + 4n^2 k^0 L_{fil} \text{tg } \delta_{fil}}. \quad (23)$$

Рассчитанные с помощью формул (17), (23) значения ширины резонансных кривых при их экстремальных значениях совпадают с точностью до единиц четвертой значащей цифры с результатами более точной теории, описываемой системой уравнений (1)–(10), при той же длине резонатора и резонансной частоте, определяемой из решений (1)–(10).

Следуя предположению о тонкости поглощающего слоя на торцевых плоскостях пластины, мы можем раздельно рассчитать поглощение бегущей волны в веществе пластины и в его поверхностных слоях.

Найденные значения $\text{tg } \delta_{pl}$ и $\text{tg } \delta_{fil}$ при дополнительном предположении о толщине пленки позволяют оценить объемные P_{pl} и поверхностные P_{fil} потери в пластине для бегущей волны на ее резонансной частоте. Потери могут быть определены из следующих выражений:

$$\frac{P_s}{P} (\text{tg } \delta_{pl}, \text{tg } \delta_{fil}) \approx \frac{P_{pl}}{P} (\text{tg } \delta_{pl}, 0) + \frac{P_{fil}}{P} (0, \text{tg } \delta_{fil}) = -1 - |K|^2 - |R_{pl}|^2,$$

где

$$K(\text{tg } \delta_{pl}, \text{tg } \delta_{fil}) = \frac{t_+ t_- \exp(-ikn_{pl}L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl}L_{pl})}$$

— коэффициент передачи пластины с пленкой;

$$R_{pl}(\text{tg } \delta_{pl}, \text{tg } \delta_{fil}) = \frac{r_+ + r_- \exp(-2ikn_{pl}L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl}L_{pl})}$$

— коэффициент отражения от нее; P_s — суммарные потери в пленках и пластине; \tilde{P} — мощность в волне, падающей на пластинку.

Алмазные пластины с малыми диэлектрическими потерями

Для измерения поглощения в алмазных пластинах использовалась установка на основе открытого резонатора Фабри–Перо [12]. Измерения производились на

резонансных частотах пластин, которые размещались приблизительно в центре резонатора перпендикулярно его оси. Чувствительность установки по величине $\text{tg } \delta_{\text{pl}} \sim 10^{-7}$ для пластин алмаза толщиной $\sim \lambda/2$. Толщина реальных измеряемых пластин составляла несколько длин полуволн, а величина $\text{tg } \delta_{\text{pl}} \sim 10^{-6}$, поэтому имелся достаточный запас по чувствительности для проведения прецизионных измерений.

Был измерен ряд пластин диаметром $2a = 60 \text{ mm}$, изготовленных фирмой ДИГАЗКРОН (Москва), и четыре диска от „De Beers“. Параметры дисков приведены в табл. 1 и 2.

Показатель преломления всех пластин $n = 2.38$. Величина шероховатости $\sim 0.5\text{--}1.0 \mu\text{m}$. К дискам от „De Beers“ термокомпрессией через алюминиевое кольцо припаяны металлические фланцы, к которым далее приваривалась охлаждающая арматура и фланцы для крепления окна к гиротрону и сверхразмерному волноводному тракту.

Табл. 1 демонстрирует расхождение результатов расчета $\text{tg } \delta_{\text{pl}}$ из величин Q_- и Q_0 и Q_+ и Q_0 , что означает наличие дополнительного поглощающего слоя на поверхности пластин. Не касаясь природы этого слоя, отметим лишь, что все попытки очистить поверхности дисков различными механическими, химическими способами или их комбинациями существенно ситуацию не улучшили. Единственный пока надежный способ очистки поверхностей — это нагрев в воздухе до 600°C . Видимо, кислород воздуха полностью „выжигает“ все примеси с поверхности пластин.

После отжига величина $\text{tg } \delta_{\text{pl}+}$, рассчитанная из величин Q_- и Q_0 и Q_+ и Q_0 , совпадает с точностью до ошибки эксперимента. Причем величина $\text{tg } \delta_{\text{pl}+}$ остается неизменной, а величина $\text{tg } \delta_{\text{pl}-}$ становится равной величине $\text{tg } \delta_{\text{pl}+}$. Именно этот результат подтверждает, что добавочное поверхностное поглощение имеет место быть в очень тонком слое.

Измерить его толщину механически не представляется возможным. Мы предположили, что он примерно равен глубине „нарушенного“ (при механической обработке) слоя. Это примерно $0.5\text{--}1 \mu\text{m}$. С другой стороны, установлено, что после каждого цикла отжига резонансная частота диска возрастает $\sim 150 \text{ MHz}$, что соответствует уменьшению толщины пластины примерно на $1 \mu\text{m}$. Именно эти соображения явились отправной точкой для построения изложенной выше теории.

В табл. 2 приведены величины $\text{tg } \delta_{\text{pl}}$ и коэффициентов поглощения четырех окон от „De Beers“ при дополнительном предположении, что толщина поглощающих пленок $\sim 1 \mu\text{m}$. Видно, что поверхностное поглощение значительно превышало объемное. Это приводило к избыточному нагреву окна и к высокочастотным пробоям на его поверхности. Результаты прямых калориметрических измерений поглощенной в окне мощности в работающем гиротроне с вакуумным окном 3 (теплопроводность $18 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$) согласуются с расчетными данными

Таблица 2.

| Частота, GHz | $\text{tg } \delta_{\text{pl}} \cdot 10^5$ | Поглощение в объеме пластины $\frac{P_{\text{pl}}}{P} \cdot 10^4$ | Поглощение в поверхностных слоях $\frac{P_{\text{pl}}}{P} \cdot 10^4$ |
|---|--|---|---|
| Пластина 22DB1 (ITER-1), толщина $L_{\text{pl}} = 2.22 \text{ mm}$, диаметр $2a_{\text{pl}} = 119 \text{ mm}$ | | | |
| 56.585 | 5 | 3.5 | 4.0 |
| 84.867 | 3.5 | 4.4 | 3.0 |
| 113.153 | 3.0 | 4.9 | 4.0 |
| 141.432 | 2.45 | 5.2 | 5.0 |
| 169.710 | 2.45 | 6.2 | 5.0 |
| 197.990 | 2.5 | 7.1 | 5.0 |
| Пластина 22DB5 (ITER-3), толщина $L_{\text{pl}} = 1.86 \text{ mm}$, диаметр $2a_{\text{pl}} = 104 \text{ mm}$ | | | |
| 67.846 | 2.3 | 1.8 | 8.0 |
| 101.741 | 2.0 | 2.8 | 10. |
| 135.645 | 1.7 | 3.2 | 12. |
| 169.549 | 1.4 | 3.1 | 14. |
| 203.448 | 1.35 | 4.1 | 18. |
| Пластина 22DB6, толщина $L_{\text{pl}} = 1.85 \text{ mm}$, диаметр $2a_{\text{pl}} = 106 \text{ mm}$ | | | |
| 68.276 | 2.2 | 2.0 | 13. |
| 102.393 | 1.9 | 2.6 | 16. |
| 136.514 | 1.6 | 2.8 | 19. |
| 170.630 | 1.4 | 3.1 | 22. |
| 204.747 | 1.3 | 3.6 | 24. |
| Пластина 53DB1, толщина $L_{\text{pl}} = 1.798 \text{ mm}$, диаметр $2a_{\text{pl}} = 106 \text{ mm}$ | | | |
| 70.182 | 1.05 | 0.9 | 4.4 |
| 105.257 | 1.0 | 1.3 | 5.3 |
| 140.332 | 0.79 | 1.4 | 5.9 |
| 175.407 | 0.64 | 1.4 | 6.6 |

по объемным и поверхностным потерям. Следует отметить, что три первых окна разрушились в процессе работы, и возможно из-за перегрева.

Из частотной зависимости тангенса угла потерь видно, что имеет место обратно пропорциональная зависимость $\text{tg } \delta_{\text{pl}}$ от частоты в низкочастотном участке диапазона и стабилизация величины $\text{tg } \delta_{\text{pl}}$ и даже некоторое ее увеличение выше 170 GHz . Это указывает на смену механизмов поглощения в CVD-алмазе — переход от преимущественного поглощения свободными носителями заряда к решеточному поглощению, видимо, на примесных центрах и неупорядоченностях решетки. К сожалению, это означает рост поглощения в окне с увеличением рабочей частоты гиротрона.

Отметим, что минимальное измеренное значение тангенса угла потерь в коротковолновой части миллиметрового диапазона составляет величину $\sim 7.0 \cdot 10^{-6}$ на 170 GHz . Оно зависит от качества алмаза и еще далеко от теоретического предела $\sim 10^{-8}$ [13].

Заключение

На основе резонаторного метода разработана методика измерения малых потерь в диэлектриках. Проведенные измерения показали, что лучшие образцы алмазных дисков имеют величину тангенса угла потерь $\sim 7 \cdot 10^{-6}$ на частоте 170 GHz.

Обнаружено избыточное поглощение в тонких поверхностных слоях алмазного диска, возникающее при различных способах обработки поверхностей (шлифовке, пайке, разного рода химической обработке и т.д.), значительно превышающее поглощение в „теле“ диска.

Разработана методика измерения и расчета этого избыточного поглощения.

Приведены результаты измерений поглощения ряда алмазных дисков и реальных алмазных окон вывода энергии мощных гиротронов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16423) и Совета по поддержке ведущих научных школ (грант № 00-15-96772), МНТП „Научное приборостроение“ и ФЦНТП „Квантовые и нелинейные процессы“, INTAS (project N 2173).

Авторы благодарны Ю.К. Вережкину за сообщение о результатах облучения алмазных пластин светом мощного XeCl лазера с длиной волны 0.3 μm .

Список литературы

- [1] Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышан В.В. и др. Техника субмиллиметровых волн. М.: Сов. Радио, 1969. 476 с.
- [2] Dryagin Yu.A., Parshin V.V. // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. N 7. P. 1023–1032.
- [3] Cullen A.L. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1976. MTT-24. N 8. P. 534–535.
- [4] Parshin V.V., Heidinger R., Andreev B.A., Gusev A.V., Shmagin V.B. // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1995. Vol. 16. N 5. P. 863–877.
- [5] Parshin V.V., Ralchenko V.G., Konov V.I. // Conf. Digest of the 23rd Intern. Conf of Infrared and Millimetre Waves. Colchester (UK), 1998, P. 232–233.
- [6] Brandon J.R., Coe S.E., Sussmann R.S., Sakamoto K., Spurl R., Heidinger R., Hanks S. Fusion Engineering and Design. 2001. Vol. 53. P. 553–559.
- [7] Thumm M. // Intern J. Infrared and Millimeter Waves. 1998. Vol. 19. N 1. P. 3–14.
- [8] Власов С.Н., Копосова Е.В. // Радиофизика. 2001. Т. 44. Вып. 11. С. 940–952.
- [9] Бондаренко Н.Г., Таланов В.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. Вып. 2. С. 313–327.
- [10] Таланов В.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т. 8. Вып. 2. С. 260–271.
- [11] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Мотулевича. М.: Наука, 1970. 855 с.
- [12] Krupnov A.F., Tretyakov M.Yu., Parshin V.V., Shanin V.N., Myasnikova S.E. // J. Molecular Spectroscopy. 2000. Vol. 202. N 1. P. 107–115.
- [13] Garin B.M. // Sov. Phys. Sol. St. 1990. Vol. 32. N 11. P. 1917–1920.