

УДК 621.317.335.3

Ю. К. АЛЕКСЕЕВ, А. И. КОСТИЕНКО

### СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТВЕРДЫХ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОМОЩИ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА

Из используемых методов измерения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  диэлектриков наиболее известен резонаторный, основанный на регистрации изменений резонансной частоты  $\omega_0$  и добротности  $Q_0$  резонатора при помещении в него исследуемого диэлектрика. Измерение смещения  $\omega_0$  и  $Q_0$  осуществляют, восстанавливая условия резонанса либо путем изменения частоты измерительного генератора, либо — геометрических размеров резонатора. Второй путь предпочтительнее, так как позволяет сохранить неизменной толщину скин-слоя. При использовании открытых резонаторов этот способ к тому же и легко реализуется.

В случае открытого полусферического резонатора восстановление резонанса достигается при смещении плоского зеркала на расстояние [1]:

$$\Delta L = \frac{-k_0(a+d) - (1/2) \operatorname{arg} r_H}{k_0 - (m+2n+1)/2 \sqrt{L(R-L)}}, \quad (1)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число в вакууме,  $m, n$  — поперечные индексы резонансного колебания,  $L$  — расстояние между зеркалами,  $R$  — радиус кривизны сферического зеркала,  $r_H$  — коэффициент отражения по магнитному полю от структуры «диэлектрическая пластина толщиной  $d$  — слой воздуха толщиной  $a$  — плоское идеальное зеркало»,

$$-\frac{1}{2} \operatorname{arg} r_H = \operatorname{arctg} \left( \frac{Z}{Z_0} \cdot \frac{Z_0 \operatorname{tg} k_0 a + Z \operatorname{tg} kd}{Z - Z_0 \operatorname{tg} k_0 a \operatorname{tg} kd} \right) + (s+t+1)\pi. \quad (2)$$

Здесь

$$s = \operatorname{entier}(kd/\pi), \quad t = \operatorname{entier} \left[ \frac{k_0 a - \operatorname{arctg} \left( \frac{Z}{Z_0} \operatorname{ctg} kd \right)}{\pi} \right], \quad (3)$$

где  $Z, Z_0$  — волновые сопротивления диэлектрика и вакуума соответственно,  $k$  — волновое число в диэлектрике.

Из выражений (1), (2), (3) видно, что  $\Delta L$  есть периодическая функция  $a$ . Исследование этой функции на максимум дает следующее выражение для смещения зеркала (в пренебрежении потерями в диэлектрике):

$$\Delta L_{\max} = \frac{(s+1)\pi - k_0 d - 2 \operatorname{arctg} \left[ \left( \frac{Z}{Z_0} \right) (\operatorname{ctg} kd + \sqrt{1 + \operatorname{ctg}^2 kd}) \right]}{k_0 - (m+2n+1)/2 \sqrt{L(R-L)}}. \quad (4)$$

Учитывая, что на фиксированной частоте резонанса в принятых приближениях распределения полей в полусферическом резонаторе и в симметричном резонаторе со сферическими зеркалами эквивалентны [2], можно утверждать, что это выражение справедливо также для

случая, когда диэлектрическая пластина помещается в резонатор с одинаковыми сферическими зеркалами вблизи центральной плоскости симметрии. Уравнение (4) относительно  $\epsilon/\epsilon_0$  было нами использовано для вычисления диэлектрической проницаемости образца по измеренным в эксперименте значениям величин  $\Delta L_{\max}$ ,  $d$ ,  $k_0$ ,  $L$ ,  $R$ .

Схема установки изображена на рисунке. Генератор миллиметровых волн 1 работает в режиме качающейся частоты, что дает возмож-

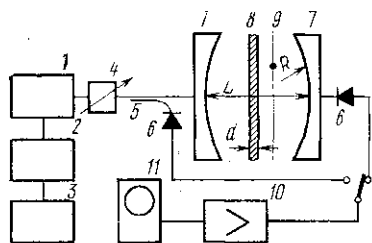


Схема установки для измерения диэлектрической проницаемости пластинчатых образцов: 1 — генератор миллиметровых волн, 2 — источник питания генератора, 3 — звуковой генератор, 4 — аттенуатор, 5 — направленный ответвитель, 6 — детектор, 7 — открытый резонатор, 8 — исследуемый образец, 9 — пробное тело, 10 — усилитель, 11 — осциллограф

ность наблюдать на экране осциллографа (11) резонансную кривую открытого резонатора 7.

Измерения проводились следующим образом. Пустой резонатор настраивался на основной тип колебания с индексами  $00q$ , что регистрировалось при помощи протяжки пробного шарика (9) через резонатор. Путем изменения средней частоты генератора (1) на экране осциллографа устанавливались одинаковые расстояния между резонансными кривыми, затем фиксировалось положение  $L_1$  подвижного зеркала. В резонатор (7) в область плоского поля помещалась исследуемая диэлектрическая пластина (8) с размерами, превышающими диаметр каустики колебания в резонаторе. Перемещением подвижного зеркала резонатор вновь возбуждался на основном типе колебания на той же резонансной частоте (что регистрировалось по равным расстояниям между резонансными пиками на осциллографе) и измерялось новое положение зеркала  $L_2$ . Перемещая пластину вдоль оси резонатора, определяли минимальное значение  $L_{2\min}$ . Максимальное смещение зеркала находилось по формуле

$$\Delta L_{\max} = L_1 - L_{2\min} + (\lambda_0/2)l, \quad (5)$$

где  $l=0, 1, 2, \dots$ ,  $\lambda_0$  — резонансная длина волны, которая измерялась тем же резонатором [3].

Решение уравнения (4) проводилось на вычислительной машине 15ВСМ-5. Из полученного набора  $\epsilon/\epsilon_0$ , соответствующих  $l=0, 1, 2, \dots$  в формуле (5), выбиралось значение, близкое к известному значению проницаемости на других частотах.

Результаты измерений диэлектрической проницаемости ряда образцов в 2- и 8-миллиметровом диапазоне длин волн приведены в таблице. В 8-миллиметровом диапазоне проницаемость этих же образцов для сравнения была измерена известным волноводным методом с короткозамыкающим поршнем [4]. В пределах ошибок измерений результаты хорошо согласуются.

Преимущество предложенного метода измерения диэлектрической проницаемости образцов по сравнению с методом наклонной пластины в открытом резонаторе [5] состоит в том, что в первом случае отраженные от пластины волны остаются в пределах резонатора. Это повышает добротность резонатора с образцом и дает возможность измерять большие значения диэлектрической проницаемости при малой мощности генератора накачки резонатора.

**Результаты измерения диэлектрической проницаемости ряда образцов**

Материал	Метод измерения								
	Резонаторный			Резонаторный			Волноводный		
	$\varepsilon/\varepsilon_0$	$\delta(\varepsilon/\varepsilon_0), \%$	$\lambda_0, \text{мм}$	$\varepsilon/\varepsilon_0$	$\delta(\varepsilon/\varepsilon_0), \%$	$\lambda_0, \text{мм}$	$\varepsilon/\varepsilon_0$	$\delta(\varepsilon/\varepsilon_0), \%$	$\lambda_0, \text{мм}$
Тефлон	2,06	1,0	1,95	2,04	1,0	8,21	2,04	4,9	7,98
Эбонит	2,73	0,3	2,00	2,75	1,6	8,15	2,76	5,4	7,98
Орг. стекло	—	—	—	2,48	1,2	8,21	2,40	5,0	7,98
Слюда	5,80	4,4	2,04	—	—	—	—	—	—
Плексиглас	2,61	0,3	2,01	—	—	—	—	—	—

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г., Костиенко А. И. О возможности простого расчета спектра резонансных частот открытого резонатора с плоскостной структурой.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, 18, № 3, 87—90.
2. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966, 475 с.
3. Валитов Р. А. и др. Техника субмиллиметровых волн. М., 1969, 480 с.
4. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на СВЧ. М., 1963, 403 с.
5. Degenford J. E., Coleman P. D. A quasi-optics perturbation technique for measuring dielectric constants.— Proc. IEEE, 1966, 54, N 4, 520—522.

Поступила в редакцию  
21.03.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 621.315.592

**Р. В. ПРУДНИКОВ, В. А. МАТВЕЕВ**

**О МЕХАНИЗМЕ ЭФФЕКТА НАКОПЛЕНИЯ  
ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ  
ГЕРМАНИЯ В ПОПЕРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ**

Ранее в работах [1—5] было показано, что при измерениях поверхностной проводимости германия в среде с повышенной влажностью в поперечных переменных электрических полях методом эффекта поля наблюдается накопление положительного поверхностного заряда (эффект накопления — ЭН). О механизме ЭН высказывались различные точки зрения. Ржанов с сотрудниками [1, 2, 5] связывал ЭН с процессом стимулированной электрическим полем адсорбции и десорбции молекул  $\text{H}_2\text{O}$ . Дорда [3, 4] полагал, что ЭН вызван туннельными пере-