535.41(53.05)

# ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТРЕХСАНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Если электромагнитная линейно-поляризованная монохроматическая плоская волна падает из воздуха на плоскопараллельный слой однородного непоглощающего диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon > 1$, то интенсивности прошедшей через этот слой волны $I^{(t)}$ и отраженной от него волны $I^{(r)}$ выражаются известными формулами Эйри[1], полученными при учете бесконечного числа отражений от обеих границ слоя:

$$I^{(t)} = \frac{I_0 T^2}{(1-R^2)+4R\sin^2(\delta/2)} = I_0 Q^2, \tag{1}$$

$$I^{(r)} = \frac{I_0 4R\sin^2\delta/2}{(1-R)^2+4R\sin^2(\delta/2)} = I_0 P^2. \tag{2}$$

В этих формулах $R$ и $T$ — соответственно энергетические коэффициенты отражения и пропускания границ слоя, связанные между собой соотношением $R + T = 1$, $\delta = (2\pi h/\lambda_0)\cos\theta$, где $h$ — толщина слоя диэлектрика, $\lambda_0$ — длина волны излучения в воздухе, $\theta$ — угол преломления излучения на границе слоя, $P$ и $Q$ — коэффициенты отражения и пропускания слоя как целого. Мы ограничимся далее рассмотрением случаев, когда $\theta = 0$.

Значение $I^{(r)}$ максимально, когда толщина слоя $h$ удовлетворяет условиям

$$h = \frac{1}{4}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad \frac{3}{4}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad \frac{5}{4}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}} \quad \text{и т. д.} \tag{3}$$

$I^{(r)}$ обращается в нуль, когда

$$h = \frac{1}{2}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad \frac{2}{2}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad \frac{3}{2}\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}} \quad \text{и т. д.} \tag{4}$$

Как видно из (1), а также из условия $I^{(t)} + I^{(r)} = 1$, $I^{(t)}$ максимально, если выполняются условия (4), и минимально, если выполняются условия (3).

Падающая на слой волна интерферирует с менее интенсивной отраженной от слоя волной, в результате чего перед слоем образуется система стоячих волн, наложенная на бегущую волну. Такое пространственное распределение интенсивности характеризуется так называемым коэффициентом стоячей волны (КСВ), определяемым как отношение максимальной амплитуды поля $A_{max}$ к минимальной амплитуде $A_{min}$. Исследуя распределение интенсивности по обе стороны слоя и измеряя КСВ, можно получить полное представление об описанных выше закономерностях и найти значение $\varepsilon$ слоя. Это удобно сделать в трехсантиметровом радиодиапазоне для слоя, у которого $h < \lambda_0$.

Схема используемой для этого установки изображена на рис. 1. Здесь *И* — рупорный излучатель, возбуждаемый клистронным генератором К-19, *П* — приемный зонд, в качестве антенны которого используются металлические держатели детектора типа

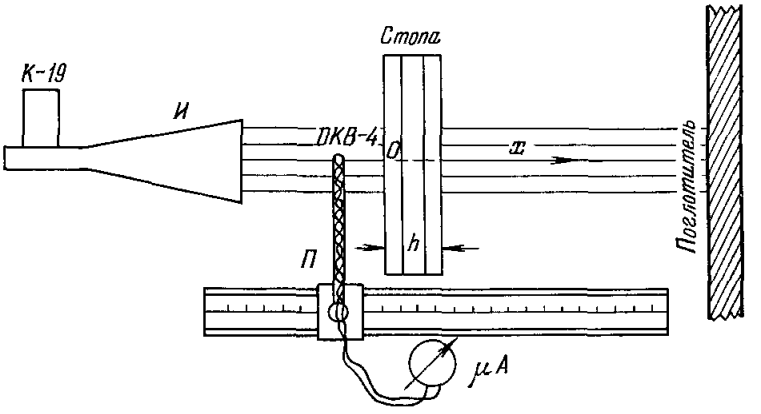


Рис. 1.

ДКВ-4. Детектор смонтирован на пенопластовом держателе, который в свою очередь укреплен на ползуне. Последний перемещается вдоль двух горизонтальных направляющих с помощью микрометрического винта.

Исследуемый плоскопараллельный слой диэлектрика представляет собой стопу плотно сжатых листов оргстекла. Толщину стопы $h$ можно изменять от 2 до 31 *мм*. Поглотителем излучения, прошедшего через стопу, служит многослойный набор войлочных пластин, пересыпанных графитовым порошком. Зонд с детектором помещается в исследуемое волновое поле. В его антенне возникает э. д. с., наведенная высокочастотным полем излучателя. Сигнал детектируется, и постоянная составляющая измеряется стрелочным гальванометром ЛМ. Характеристика детектора ДКВ-4 квадратична для слабых сигналов. Поэтому постоянная составляющая выпрямленного тока будет пропорциональна интенсивности излучения.

Измерения начинаются с определения $\lambda_0$ — длины волны используемого излучения. Для этого перед рупором излучателя устанавливается плоское металлическое зеркало. Расстояние между зеркалом и рупором около 1 *м*.

Перемещая антенну-детектор от зеркала по направлению к рупору, измеряют распределение интенсивности $I$ вдоль оси $x$ в системе образующихся в этом случае стоячих волн. Отсчет положения антенны производят по шкале, которая укреплена на направляющих ползуна. Построив график распределения $I$ от $x$, определяют из него значение $\lambda_0$ с точностью до десятых долей *мм*.

Для наблюдения интерференционных эффектов и расчета $\varepsilon$ диэлектрического слоя измерения (с использованием отраженной волны) выполняются следующим образом: удаляют металлическое зеркало и заменяют его стопой пластин из оргстекла различной толщины $h$. Чтобы рупор излучателя не влиял на распределение интенсивности в системе стоячих волн, его помещают также достаточно далеко от стопы.

Зонд устанавливают сначала перед стопой, так близко к ней, насколько это позволяет толщина зонда. Затем, перемещая его по направлению к рупору, в интервале 8—10 $\lambda_0$ записывают максимальные и минимальные показания гальванометра: $i_{max} \sim A^2_{max}$ и $i_{min} \sim A^2_{min}$. Проделывают такие измерения для ряда значений толщины $h$ стопы диэлектрических пластин.

Обработка результатов измерений производится следующим образом. Определяют значение КСВ $= A_{max}/A_{min}$ и находят его среднее значение для каждой серии измерений, проделанных для каждого значения $h$. Строят график зависимости КСВ от $h$

(рис. 2, *а*). Величина коэффициента отражения слоя $P$ из (2) выражается через КСВ следующим образом:

$$P=\frac{\text{КСВ}-1}{\text{КСВ}+1} \tag{5}$$

и соответственно

$$\text{КСВ}=\frac{1+P}{1-P}\,. \tag{6}$$

Отсюда следует, что экстремальным значениям КСВ соответствуют экстремальные значения $P$. Следовательно, воспользовавшись построенным графиком и условиями (3) и (4) и зная ранее измеренное значение $\lambda_0$, можно найти $\varepsilon$ оргстекла для частоты $10^{10}$ *гц*. Оно оказывается равным $3{,}2\pm0{,}1$, что соответствует данным, приведенным в справочнике[2]. Затем, пользуясь (2) и (6), можно вычислить теоретические значения КСВ при найденном значении $\varepsilon$. В нашем случае график этих значений практически совпадает с построенным по экспериментальным данным (см. рис. 2, *а*) (за исключением точек, в которых вычисленные значения КСВ равны единице).

Следующий цикл измерений выполняется для волны, прошедшей сквозь стопу, а потому зонд располагается между стопой и поглотителем. Поскольку последний не является идеальным, за стопой также образуется система стоячих волн. Легко видеть, что искомая амплитуда бегущей волны $A \sim Q\sqrt{I_0}$, зависящая от $h$ стопы, может быть найдена, если, перемещая зонд, исследовать поле стоячих волн между стопой и поглотителем. В самом деле,

$$A=\frac{A_{\max}+A_{\min}}{2}\sim\frac{\sqrt{i_{\max}}+\sqrt{i_{\min}}}{2}\,.$$

Когда $h$ стопы удовлетворяет условиям (4), амплитуда бегущей волны принимает максимальное значение $A_0$. На рис. 2, *б* штриховой линией показана зависимость $A/A_0$ от $h$, найденная из опытов. На том же рисунке сплошной линией построен график теоретической зависимости величины $A/A_0$ от $h$ при ранее найденном значении $\varepsilon$. При этом максимальное значение $P$ из (1) принято за единицу.

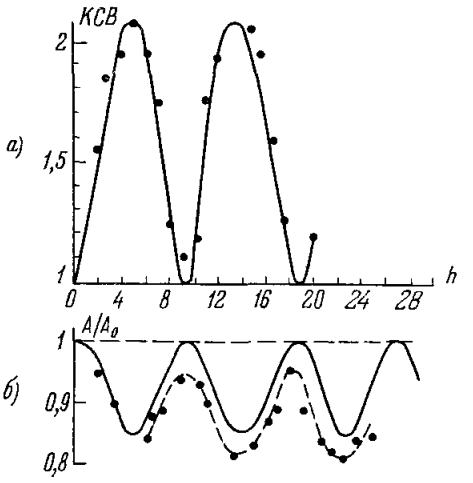


Рис. 2.

Таким образом, вся совокупность проделанных экспериментов и их обработка наглядно иллюстрируют интерференционные эффекты в плоскопараллельном диэлектрическом слое, что нелегко показать в оптическом диапазоне электромагнитного спектра.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

*Л. П. Стрелкова*

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, М., «Наука», 1970.
2. Дж. Кэй, Т. Лэби, Таблицы физических и химических постоянных, 2-е изд., М., Физматгиз, 1962.