

ЛИТЕРАТУРА

1. Безносков Г. П., Ефименко В. В., Загоруйко А. С., Стукалин Ю. А. Пакет программ численного анализа электронных схем и систем из конечных элементов.— В кн.: Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1977.
2. Безносков Г. П., Ефименко В. В., Загоруйко А. С., Стукалин Ю. А. Обобщенный метод хорд в задачах моделирования на ЭВМ статики и динамики нелинейных схем.— В кн.: Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1974.
3. Карманов В. Г. Математическое программирование. М., «Наука», 1975.
4. Трохименко Я. К., Каширский И. С., Ловкий В. К. Проектирование радиотехнических схем на инженерных ЭЦВМ. Киев, «Техника», 1976.
5. Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. Р. Митры. (Пер. с англ.). М., «Мир», 1977.
6. Аоки М. Введение в методы оптимизации. (Пер. с англ.) М., «Наука», 1977.
7. Пакет минимизации. Вып. 1. М., изд. МГУ, 1975.
8. Генделев Г. М. О подходах к оценке качества программ.— «Упр. сист. и маш.», 1977, № 3, с. 51—56.

Поступила в редакцию 12 июля 1978 г.;
окончательный вариант — 13 октября 1978 г.

УДК 621.317.335

С. Я. КОРСАКОВ, В. В. КРЫЛОВ, Д. М. ПОНОМАРЕВ
(Горький)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В последнее время использование ЭВМ в измерительных системах позволило открыть новую область применения метода импульсного зондирования для исследования электрофизических свойств материалов в широком диапазоне частот. Суть метода заключается в том, что образец помещается в специальную волновую направляющую систему (рис. 1) и облучается пачкой коротких электромагнитных импульсов длительностью 10^{-10} с [1]. Отраженные и прошедшие через образец сигналы поступают на считывающее устройство стробоскопического осциллографа, кодируются и записываются в память ЭВМ. Далее производится специальная обработка записанной информации с целью получения данных об электрофизических свойствах материалов. Применительно к исследованию диэлектрических свойств различных веществ метод был опробован в работах [1, 2]. В [3] представлен полный обзор достигнутых результатов в этой области и показаны возможности дальнейшего использования метода. В работах [4—7] развита методика импульсного зондирования для большего числа различных приложений. Однако до настоящего времени отсутствовали результаты применения этого метода при исследовании веществ, изменяющих свои свойства под воздействием физических факторов. Это объясняется как сложностью алгоритмов определения электрофизических характеристик веществ, требующих использования мощных ЭВМ, так и трудностью применения прецизионных СВЧ-трактов формирования и распространения электромагнитных импульсов.

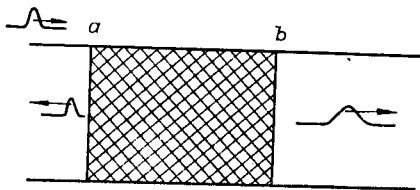


Рис. 1. Образец материала в волновой направляющей системе.

Определение характеристик вещества с помощью методов импульсного зондирования требует выбора модели процессов взаимодействия электромагнитных волн с веществом, помещенным в измерительном контейнере, и построения метода решения обратной задачи, т. е. определения электрофизических характеристик вещества по данным отражения и прохождения электромагнитных волн через контейнер. В данной работе строится модель рассеивания электромагнитных волн на диэлектрическом материале с изменяющимися во времени параметрами и приводится приближенный метод решения обратной задачи, подтвержденный экспериментальными исследованиями.

Постановка задачи. Вывод основных соотношений. Процессы распространения электромагнитных волн в различных средах описываются уравнениями Максвелла:

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} - \int_S \mathbf{j}_\Sigma d\mathbf{S}, \quad \oint_l \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}. \quad (1)$$

Векторы \mathbf{H} , \mathbf{E} характеризуют соответственно магнитную и электрическую напряженности поля. Среду, в которой распространяются электромагнитные волны, считаем изотропной. Связь между компонентами поля \mathbf{H} , \mathbf{B} линейна и представима в виде $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, где μ — магнитная проницаемость. Если среда обладает исключительно диэлектрическими свойствами, то $\mu \sim 1$ и, исходя из [8], можно записать для составляющей полного тока

$$j_\Sigma = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \int_0^t \varphi(t, \tau) d\mathbf{E}(\tau). \quad (2)$$

Соотношение (2) позволяет описывать диэлектрики различной природы. Функция диэлектрической релаксации $\varphi(t, \tau)$ отражает зависимость плотности тока в произвольном нестационарном диэлектрике при воздействии скачка электрического поля $E(t)$. Сформулируем задачу исследования диэлектрических свойств материалов как задачу определения функции диэлектрической релаксации $\varphi(t, \tau)$ по результатам реакции веществ на импульсные воздействия.

Будем считать, что исследуемый диэлектрический материал помещен в направляющую систему (см. рис. 1), в которой выполнены условия существования ТЕМ-волн. Интегрируя уравнения (1) с учетом структуры направляющей системы и вводя соответствующие функционалы для компонентов поля в виде напряжения и тока, получим,

$$C \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial x} + \int_0^t \psi(t, \tau) dU(\tau); \quad L \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (3)$$

$\psi(t, \tau)$ пропорциональна $\varphi(t, \tau)$ с точностью до структурного коэффициента. Рассмотрим случай медленного изменения параметров среды, когда существует интервал времени T , на котором можно считать систему (3) стационарной $\psi(t, \tau) = \psi_T(t - \tau)$, $\forall t \in T$. Процесс исследования разбивается последовательно на несколько этапов, на каждом из которых определяется функция $\psi_T(t - \tau)$, соответствующая $\psi(t, \tau)$ на интервале времени T . Вводя новую систему координат, получим уравнение (3) в виде

$$1/\rho_0 \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial \xi} + \frac{1}{v} \int_0^t \psi_T(t - \tau) dU(\tau); \\ \rho_0 \frac{\partial I}{\partial t} = - \frac{\partial U}{\partial \xi}; \quad \rho_0 = \sqrt{LC}; \quad \xi = \sqrt{LC} x; \quad v = 1/\sqrt{LC}. \quad (4)$$

В связи с тем, что система (4) на интервале T стационарна, используя преобразование Лапласа, получим

$$1/\rho_0 p U(p) = -\frac{\partial}{\partial \xi} I(p) + 1/v \psi_T(p) p U(p);$$

$$\rho_0 p I(p) = -\frac{\partial}{\partial \xi} U(p).$$
(5)

Из (5) можно найти выражение для комплексного сопротивления системы с диэлектрическим заполнением:

$$Z = \rho_0 \sqrt{1 - K(p)}^{-1}; \quad K(p) = \rho_0 v \psi_T(p),$$
(6)

где $\psi_T(p)$ — неизвестная функция.

Для определения $\psi_T(p)$ поступим следующим образом. Образец материала конечной длины, помещенный в направляющую систему (см. рис. 1), облучается коротким (зондирующим) электромагнитным импульсом. С целью исключения влияния формы зондирующего импульса определение $\psi_T(p)$ производится только по отраженным и прошедшим сигналам. В этом случае, учитывая (6), можно записать коэффициент отражения на границе $\Gamma(p)$ и коэффициент прохождения $S(p)$ следующим образом:

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{1 - K(p)}}{1 + \sqrt{1 - K(p)}}; \quad S(p) = \exp(-p \sqrt{1 - K(p)} d),$$
(7)

где d — время пробега волны на длине Δl . Коэффициент волновой матрицы передачи t_{21} , отражающий соотношение между отраженной и прошедшей волнами, принимает вид

$$t_{21} = \frac{U_0(p)}{U_{np}(p)} = \frac{(1 - S(p)^2) \Gamma(p)}{(1 - \Gamma(p)^2) S(p)}.$$
(8)

Таким образом, окончательно получаем

$$t_{21}(p) = \frac{\text{sh}(p \sqrt{1 - K(p)} d)}{2 \sqrt{1 - K(p)}} K(p).$$
(9)

Для решения поставленной задачи определения $\psi_T(p)$ необходимо произвести обращение формулы (9). Однако практически интереснее рассмотреть хорошее приближение (9), которое при $j\Delta l \leq 4$ (j — максимальная частота в спектре зондирующего сигнала, Δl — длина образца) имеет вид

$$t_{21}(j\omega) \approx j(\omega/c)\Delta l \psi_T(j\omega).$$
(10)

Соотношение (10) значительно упрощает алгоритмы определения функции диэлектрической релаксации, а следовательно диэлектрической проницаемости, и обеспечивает при этом погрешность не более 10%. Это сокращает время вычислений и дает возможность уменьшить интервал времени (T) измерений. Формула (10) позволяет увеличить на порядок величину Δl при том же диапазоне частот по сравнению с приближенным значением, полученным в работе [1]. Наряду с этим, уравнение дает возможность рассчитывать $\psi_T(p)$ без учета формы падающей волны, что весьма существенно при использовании коротких зондирующих импульсов (длительностью ~ 100 пс). Однако достоинство соотношения (10) еще и в том, что при его использовании оказывается возможным

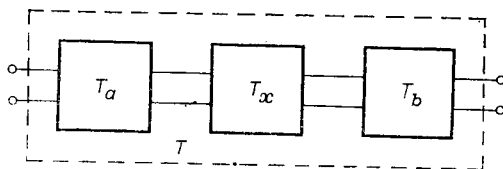


Рис. 2. Эквивалентная схема тракта передачи с образцом материала.

корректировать результаты в случае искажения сигналов при распространении по трактам передачи.

Коррекция результатов. Метод двух образцов. Рассмотрим систему, в которой образец материала заключен между двумя неоднородностями

произвольной структуры. Эквивалентная схема такой системы приведена на рис. 2. Волновая матрица передачи имеет в этом случае вид

$$T = T_a T_x T_b, \quad (11)$$

где T_a , T_b — волновые матрицы передачи обобщенных неоднородностей (включая весь тракт в целом). С учетом (10) T_x принимает вид

$$T_x = \begin{bmatrix} 1 + \frac{Y_x}{2} & \frac{Y_x}{2} \\ -\frac{Y_x}{2} & 1 - \frac{Y_x}{2} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Матрицы T_a , T_b размерностью 2×2 имеют произвольную структуру. Так как наша задача сформулирована так, что измеряются только отраженные и прошедшие волны, коррекция результатов должна производиться по измерениям t_{21} . Определение $Y_x(p)$ по результатам измерения t_{21} возможно лишь при известных значениях матриц T_a , T_b . Для случая неизвестных T_a , T_b необходимо произвести три этапа измерений, где на первых двух при помощи эталонов определяются T_a , T_b , а на последнем — непосредственно t_{21} . Будем считать, что структура матриц передачи эталонных образцов имеет аналогичный с (12) вид. Тогда после проведения двух этапов измерения t_{21}^1 , t_{21}^2 для разных эталонов получим соотношение

$$t_{21}^1 = a + b \frac{Y_a^1}{2}; \quad t_{21}^2 = a + b \frac{Y_a^2}{2}$$

(a , b — обобщенные коэффициенты матриц T_a , T_b). Учитывая при этом, что связь между t_{21}^3 и Y_x имеет вид

$$t_{21}^3 = a + b \frac{Y_x}{2},$$

получим соотношение, определяющее зависимость Y_x от t_{21} в виде

$$Y_x = \frac{Y_a^2 - Y_a^1}{t_{21}^2 - t_{21}^1} t_{21}^3 + \frac{t_{21}^2 Y_a^1 - t_{21}^1 Y_a^2}{t_{21}^2 - t_{21}^1}. \quad (13)$$

Используя (13), можно при проведении двух дополнительных измерений определять $Y_x(p)$ с учетом искажений, вносимых СВЧ-трактами передачи и формирования.

Экспериментальная установка и результаты. Исследования электрофизических свойств веществ в процессе физико-химических превращений производились на примере изучения свойств полимеров в процессе полимеризации. Контейнер с образцом исходного продукта помещался в специальную направляющую систему (рис. 3) и подвергался температурному воздействию. Измерения производились на установке, описанной в [6, 7], возможности которой были расширены за счет подключения дополнительной мини-ЭВМ, и позволяющей использовать для написания программ эксперимента язык высокого уровня FOCAL-69. Система получила дополнительные средства взаимодействия двух мини-ЭВМ, позволяющие распараллеливать процесс вычислений посредством управляющей программы с целью уменьшения времени вычислений. Процесс измерений осуществлялся в реальном масштабе времени для этапа полимеризации, длившегося около двух часов. Результаты выводились в различной координатной форме на графопостроитель (дисплей) каждые 4 мин. Функция диэлектрической релаксации отражалась в комплексной плоскости в диапазоне от 0,08 до 10 ГГц для моментов времени дискретностью порядка 4 мин. На рис. 4 приведены зависимости $|\varphi_r(j\omega)|$ для разных этапов измерений, которые наглядно отражают

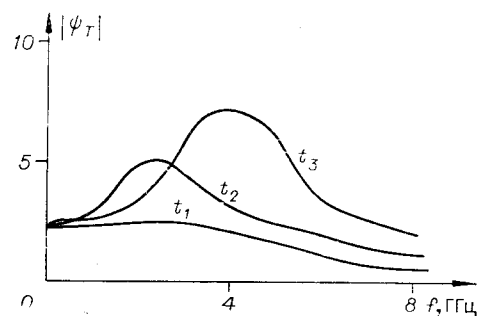
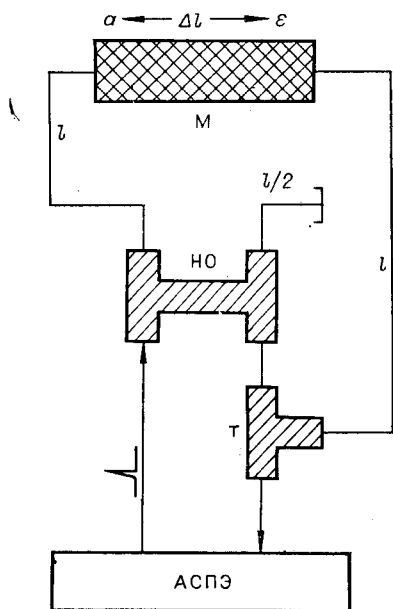


Рис. 4. Изменение диэлектрического спектра полимера в процессе полимеризации:
 $t_1 \sim 10$ мин, $t_2 \sim 30$ мин, $t_3 \sim 45$ мин.

Рис. 3. Блок-схема установки для измерения комплексной диэлектрической проницаемости:

М — контейнер с исследуемым веществом, АСПЭ — автоматизированная система проведения экспериментов, НО — направленный ответвитель (СВЧ), Т — тройник (СВЧ), l — длина тракта передачи.

сильные изменения диэлектрических свойств в момент плавления и образования промежуточных продуктов полимеризации. Для коррекции результатов использовались два эталонных диэлектрика — воздух и тефлон, имеющие достаточно равномерные характеристики в заданном диапазоне частот. Таким образом, построенная в данной работе модель рассеивания электромагнитных волн на диэлектрическом материале с изменяющимися во времени параметрами и использованный приближенный метод решения обратной задачи открывают возможность исследования динамики изменений свойств веществ в процессе физических воздействий, а также изучения электрофизических свойств веществ различной физической природы (почва, жидкости, расплавы).

ЛИТЕРАТУРА

1. Nicolson A. M., Ross G. F. Measurement of the intrinsic properties of materials by time — domain techniques.— "IEEE Trans.", 1970, vol. IM-19, N 4, p. 377—382.
2. Nicolson A. M. Applications of time — domain metrology to the automation of broad — band microwave measurements.— "IEEE Trans. PGMTT", 1972, vol. MTT-20, N1, p. 3—9.
3. Sugget A. Time — domain methods.— "Dielectric and Relat. Molec. Process", 1974, vol. IM-21, N 4, p. 20—25.
4. Gronson H. M. Time-domain measurements of microwave components.— "IEEE Trans. IEM", 1974, vol. IM-21, N 4, p. 9—13.
5. Gronson H. M., Ross G. F. Current status of time-domain metrology in material and distributed network research.— "IEEE Trans. IEM", 1972, vol. IM-19, N 4, p. 495—500.
6. Крылов В. В., Марамчина Е. Б., Пономарев Д. М. Автоматизированная система проведения экспериментов по идентификации объектов импульсами субнаносекундной длительности.— АВТ, 1976, № 6, с. 56—58.
7. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Автоматизированная система проведения экспериментов с помощью субнаносекундных импульсов.— ПТЭ, 1977, № 2, с. 72—77.
8. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. (Область слабых полей.) Л., ГТТЛ, 1969.

Поступила в редакцию 27 февраля 1978 г.;
 окончательный вариант — 4 октября 1978 г.