

РАЗДЕЛ III. ИЗМЕРЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУКАХ И ТЕХНИКЕ

УДК 678.01:543.42

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ТРЕЩИН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Т.М. Черникова, В.В. Иванов, Е.А. Михайлова

В работе приводятся результаты теоретического исследования спектрального состава импульсного электромагнитного излучения, возникающего при нагружении композитов. Определены спектральная плотность, квадраты модулей спектральных плотностей электрической и магнитной составляющих излучения для малых и больших размеров трещин в ближней зоне излучения.

Ключевые слова: электромагнитное излучение, спектры излучения, импульсы, размер трещины, спектральная плотность, квадрат спектральной плотности.

Одним из эффективных методов исследования процесса накопления элементарных повреждений при разрушении композиционных материалов является метод исследования импульсной электромагнитной эмиссии. Физической основой метода является генерация электромагнитного импульса, обусловленного возникновением заряда на образующейся при разрушении поверхности микротрещины и механизмы его дальнейшей релаксации [1,2].

После открытия эффекта электромагнитного излучения (ЭМИ) твердых тел, сопровождающего процесс возникновения и роста трещин, исследования этого явления широко развивались как в направлении изучения физики процесса, так и в прикладных направлениях. Известны различные направления в обработке и анализе информации, получаемой в процессе эксперимента, наиболее распространенными из которых являются исследования длительности импульсов, их количества, амплитуды, энергии, спектрального состава регистрируемых сигналов [1-4]. Несмотря на широкие исследования, многие аспекты этого явления, в частности спектры излучения трещин, до сих пор остаются мало изученными, как экспериментально, так и теоретически.

В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования спектрального состава импульсного электромагнитного излучения, способствующие дальнейшей разработке метода ЭМИ, который позволяет исследовать процесс разрушения композитов, поскольку спектральный состав излучения зависит от размеров трещин, и, следовательно, изучая частотный диапазон

излучения можно контролировать процесс разрушения.

Рассмотрим спектры электромагнитной эмиссии трещин в ближней зоне, т.к. в волновой зоне излучение практически отсутствует вследствие его экспоненциального затухания.

Ближняя зона излучения трещин определяется условием $r \ll \frac{1}{K} = c_{э.м.} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{\lambda\omega}}$ и вплоть до частот $10^6 \div 10^7$ Гц простирается от единиц и десятков метров до сотен и тысяч метров. Здесь λ - удельная электрическая проводимость материала; $\varepsilon\varepsilon_0$ - его диэлектрическая проницаемость, ω - частота процесса, $c_{э.м.}$ - скорость распространения электромагнитных волн в данной среде. Вблизи осциллятора поле в каждый данный момент времени t определяется одновременным с t значением момента осциллятора $\bar{P}^{(1)}(t)$ и его производной.

В этой зоне затухание импульса электромагнитного излучения минимально и определяется в сферической системе координат для компонентов поля формулами:

$$E_r = \frac{|\bar{P}^{(1)}(t)|}{2\pi\varepsilon'r^3} \cos\theta, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{|\bar{P}^{(1)}(t)|}{4\pi\varepsilon'r^3} \sin\theta, \quad (2)$$

$$H_\psi = \frac{\sin\theta}{4\pi r^2} \frac{\partial |\bar{P}^{(1)}|}{\partial t}, \quad (3)$$

где θ , r - сферические координаты диполя, r - расстояние от начала координат (где находится вершина трещины) до точки прие-

РАЗДЕЛ III. ИЗМЕРЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУКАХ И ТЕХНИКЕ

ма, $\varepsilon' = \varepsilon \varepsilon_0 + i\lambda / \omega$ – комплексная диэлектрическая проницаемость.

Данные выражения совпадают с полем статического диполя, электрический момент которого $\vec{P}$ равен мгновенному значению момента осциллятора $\vec{P}^{(1)}(t)$.

Аналогичным образом, рассматривая скалярный потенциал электромагнитного поля в ближней зоне ($\varphi = -\text{div } \vec{I}$), получим:

$$\varphi = \frac{(\vec{P}^{(1)} \cdot \vec{r})}{4\pi \varepsilon' r^3} = \frac{P^{(1)} \cos \theta}{4\pi \varepsilon' r^2}, \quad (4)$$

где под $\vec{P}^{(1)}(t)$ понимается мгновенное с t значение дипольного момента осциллятора, $\vec{I}$ – вектор-потенциал электромагнитного поля.

Дипольный момент трещины определяется формулой

$$P(t) \equiv \frac{4\pi\sigma(1-\nu)\delta_0(\nu\tau_\delta)^3}{G} [\bar{a} - 2 + (\bar{a} + 2)e^{-\bar{a}}], \quad (5)$$

где $\bar{a} = a(t) / \nu\tau_\delta$ – приведенный радиус трещины в процессе её роста; σ – критическое напряжение по Гриффитсу, при котором трещина распространяется; ν – скорость распространения трещины; δ_0 – поверхностная плотность заряда на берегах трещины; τ – время релаксации заряда на берегах трещины; G – модуль сдвига; t – текущее время. Для получения спектров излучения (с использованием формул (1)–(4)) необходимо разложить $P(t)$ с помощью интеграла Фурье, т.к. $P(t)$ не есть гармонически изменяющаяся функция, а лишь затем использовать формулы (1)–(4) [5].

Спектральная плотность $P(t)$ может быть получена для малых $\bar{a}_{\max}$ ($\bar{a}_{\max} \ll 1$) в следующем виде:

$$a_\delta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t)e^{-i\omega t} dt \approx \gamma_1 \left[\frac{\tau_\delta^{-3}(e^{-i\omega\bar{a}_{\max}} - 1)}{\omega^2(\tau_\delta^{-1} + i\omega)^2} \right] \quad (6)$$

где $\bar{a}_{\max} = \tau_i / \tau_\delta$ – предельный приведенный размер трещины после её остановки;

$\bar{\omega} = \omega / \tau_\delta^{-1}$; $\gamma_1 = \frac{4\pi\sigma(1-\nu)\delta_0(\nu\tau_\delta)^3}{G}$, τ_n – время движения трещины до остановки (время нарастания фронта импульса).

Для больших $\bar{a}_{\max}$ ($\bar{a}_{\max} \gg 1$):

$$a_\delta(\omega) \approx \frac{\gamma_1 \tau_\delta^{-1}}{\omega^2} \left[e^{-i\omega\bar{a}_{\max}} (1 - i\omega\bar{a}_{\max}) - \frac{\tau_\delta^{-2}}{(\tau_\delta^{-1} + i\omega)^2} \right]. \quad (7)$$

Аналогичным образом может быть вы-

числена спектральная плотность $\frac{\partial \vec{P}(t)}{\partial t} = \dot{P}$.

Для больших $\bar{a}_{\max} \gg 1$ имеем

$$a_p(\omega) \approx \frac{\gamma_1 \tau_\delta^{-3} \left[(1 - e^{-i\omega\tau_i/\tau_\delta}) (\tau_\delta^{-1} + i\omega)^2 - (2\tau_\delta^{-1} + i\omega) \right]}{i\omega(\tau_\delta^{-1} + i\omega)^2}. \quad (8)$$

Для малых $\bar{a}_{\max} \ll 1$:

$$a_p(\omega) \approx \frac{\gamma_1 \tau_\delta^{-3} (1 - e^{-i\omega\tau_i/\tau_\delta})}{i\omega(\tau_\delta^{-1} + i\omega)^2}. \quad (9)$$

Подставляя (6)–(9) в формулы (1)–(3), получим спектральные плотности электрической составляющей излучения трещин в форме:

$$a_E(\omega) \approx \gamma_1 \gamma_2 \frac{\tau_p^{-3}(e^{-i\omega\bar{a}_{\max}} - 1)}{\omega(\tau_p^{-1} + i\omega)^2(\varepsilon\varepsilon_0\omega + i\lambda)}, \quad (\bar{a}_{\max} \ll 1);$$

$$a_E(\omega) \approx \gamma_1 \gamma_2 \left[\frac{e^{-i\omega\bar{a}_{\max}} (\tau_p^{-1} - i\omega\bar{a}_{\max})}{\omega(\varepsilon\varepsilon_0\omega + i\lambda)} - \frac{\tau_p^{-3}/(\tau_p^{-1} + i\omega)^2}{\omega(\varepsilon\varepsilon_0\omega + i\lambda)} \right], \quad (\bar{a}_{\max} \gg 1),$$

где $\gamma_2 = \frac{\cos \theta}{2\pi r^3}$; или $\frac{\sin \theta}{4\pi r^3}$ (см. (1), (2)).

Для спектральной плотности магнитной составляющей излучения с использованием (8) и (9) получим аналогично:

$$a_H(\omega) \approx \gamma_1 \gamma_3 \frac{\tau_p^{-3}(1 - e^{-i\omega\bar{a}_{\max}})}{i\omega(\tau_p^{-1} + i\omega)^2}, \quad (\bar{a}_{\max} \ll 1);$$

$$a_H(\omega) \approx \gamma_1 \gamma_3 \tau_p^{-1} \left[\frac{(1 - e^{-i\omega\bar{a}_{\max}})}{i\omega} - \frac{(2\tau_p^{-1} + i\omega)}{(\tau_p^{-1} + i\omega)^2} \right]$$

для $\bar{a}_{\max} \gg 1$, где $\gamma_3 = \sin \theta / 4\pi r^2$.

Квадраты модулей спектральных плотностей, пропорциональные интенсивности электромагнитной эмиссии, могут быть определены из выражений:

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ТРЕЩИН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

$$|a_E(\bar{\omega})|^2 \simeq \frac{2\gamma_1^2 \gamma_2^2 (1 - \cos \bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{\bar{\omega}^2 (1 + \bar{\omega}^2)^2 (\bar{\omega}^2 + \bar{\omega}_p^2) \tau_p^{-2} \varepsilon^2 \varepsilon_0^2}$$

для $\bar{a}_{\max} \ll 1$;

$$|a_E(\bar{\omega})|^2 \simeq \frac{\gamma_1^2 \gamma_2^2 \tau_p^2}{\varepsilon^2 \varepsilon_0^2 \bar{\omega}^2 (\bar{\omega} + \bar{\omega}_p^2)} \times \left[\frac{1 - 2(\bar{\omega}^2 \tau_h / \tau_p - \tau_h / \tau_p + 2) \bar{\omega} \sin(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{(1 + \bar{\omega}^2)^2} - \frac{2(1 + 2\bar{\omega}^2 \tau_h / \tau_p - \bar{\omega}^2)}{(1 + \bar{\omega}^2)^2} \cos(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p) + (1 + \bar{\omega}^2 \tau_h^2 / \tau_p^2) \right]$$

для $\bar{a}_{\max} \gg 1$, где $\bar{\omega}_\delta = \left(\frac{\tau_\delta}{\tau_0}\right) = \frac{\lambda}{\varepsilon \varepsilon_0 \tau_\delta^{-1}}$;
 $\bar{\omega} = \left(\frac{\omega}{\tau_\delta^{-1}}\right)$; τ_0 – время жизни заряда в материале.

Аналогичным образом, для магнитной составляющей:

$$|a_H(\bar{\omega})|^2 \simeq \frac{2\gamma_1^2 \gamma_3^2 (1 - \cos \bar{\omega} \tau_i / \tau_\delta)}{\bar{\omega}^2 (1 + \bar{\omega}^2)^2}, (\bar{a}_{\max} \ll 1)$$

$$|a_H(\bar{\omega})|^2 \simeq \frac{\gamma_3^2 \gamma_1^2}{\bar{\omega}^2 (1 + \bar{\omega}^2)^2} \left[\frac{1 + (1 + \bar{\omega}^2)^2 + 2(\bar{\omega}^2 - 1) \cos(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p) - 4\bar{\omega} \sin(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{\bar{\omega}^2 (1 + \bar{\omega}^2)^2} \right]$$

для $\bar{a}_{\max} \gg 1$.

Квадрат спектральной плотности потенциала φ вычислится с использованием (4), (6), (7) следующим образом:

$$|a_\varphi(\bar{\omega})|^2 \simeq \frac{2\gamma_1^2 \gamma_4^2 (1 - \cos \bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{(\varepsilon \varepsilon_0)^2 \tau_p^{-2} \bar{\omega}^2 (1 + \bar{\omega}^2)^2 (\bar{\omega}^2 + \bar{\omega}_p^2)}$$

для $\bar{a}_{\max} \ll 1$;

$$|a_\varphi(\bar{\omega})|^2 \simeq \gamma_1^2 \gamma_4^2 \left[\frac{(1 + \bar{\omega}^2)^2 (1 + \bar{\omega}^2 \tau_h^2 / \tau_p^2)}{\bar{\omega}^2 (\bar{\omega}^2 + \bar{\omega}_p^2) (1 + \bar{\omega}^2)^2} + \frac{1 - 2(2 + \bar{\omega}^2 \tau_h / \tau_p - \tau_h / \tau_p) \bar{\omega} \sin(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{\bar{\omega}^2 (\bar{\omega}^2 + \bar{\omega}_p^2) (1 + \bar{\omega}^2)^2} - \frac{2(1 + \bar{\omega}^2 \tau_h / \tau_p - \bar{\omega}^2) \cos(\bar{\omega} \tau_h / \tau_p)}{\bar{\omega}^2 (\bar{\omega}^2 + \bar{\omega}_p^2) (1 + \bar{\omega}^2)^2} \right]$$

для $\bar{a}_{\max} \gg 1$, где $\gamma_4 = \frac{\cos \theta}{4\pi r^2}$.

На рисунке 1 изображены кривые приведенных квадратов спектральных плотностей электрической (кривые 1 – 4) и магнитной (кривые 5, 6, 7) составляющих излучения.

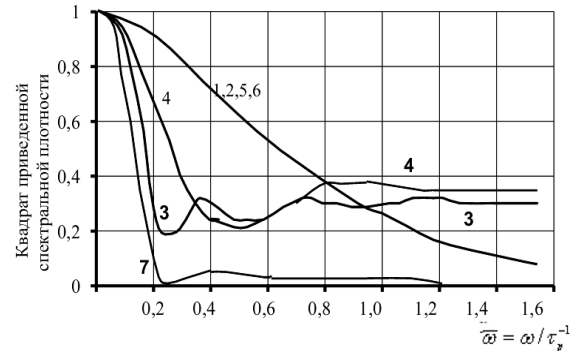


Рисунок 1 – Спектры импульсов радиоизлучения одиночных трещин: 1, 2, 5, 6 – спектры электрической (1, 2) и магнитной (5, 6) составляющих излучения для малых приведенных размеров трещин ($\bar{a}_{\max} = \tau_i / \tau_\delta \ll 1$); 3 – спектр электрической составляющей излучения для $\bar{a}_{\max} = 20$, $\tau_\delta / \tau_0 = 100$; 4 – спектр электрической составляющей излучения для $\bar{a}_{\max} = 10$, $\tau_\delta / \tau_0 = 10$; 5 – спектр магнитной составляющей излучения для $\bar{a}_{\max} = 0,1$; 6 – спектр магнитной составляющей излучения для $\bar{a}_{\max} = 0,01$; 7 – спектр магнитной составляющей излучения для $\bar{a}_{\max} = 25$

Анализ спектральных кривых и проведенные теоретические исследования позволяют сделать следующие выводы.

Основной частотой, которая определяет протяженность спектра и частотный диапазон излучения, является частота, определяемая временем релаксации (τ_δ^{-1}) заряда на берегах трещины, причем для малых трещин их приведенный размер ($\bar{a}_{\max} = \tau_i / \tau_\delta$) практически не влияет на протяженность спектра и форму спектральной плотности.

При больших $\bar{a}_{\max}$, напротив, приведенный размер $\bar{a}_{\max}$ влияет на величину условного периода колебаний спектральной плотности в её затухающей части и определяет величину затухания излучения в области частот $0 \div \tau_\delta^{-1}$. С ростом приведенного размера $\bar{a}_{\max}$ наблюдается быстрое сжатие спектральной характеристики в сторону малых частот (кривые 3, 4, 7 на рисунке 1).

РАЗДЕЛ III. ИЗМЕРЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУКАХ И ТЕХНИКЕ

Таким образом, смещение спектральной характеристики в область малых частот может свидетельствовать об увеличении размеров трещин и приближении их к критической величине – трещине раскола, что характеризует предразрушающую стадию, и может служить её критерием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов, В. В. Кинетика разрушения и усталостная прочность полимерных композиций / В. В. Иванов, В.И. Климов, Т.М. Черникова – Кемерово, 2003.– 233 с.
2. Черникова, Т.М. Электризация полимерных композиционных материалов при разрушении их структуры / Т.М. Черникова, В.И. Климов, В.В. Иванов // Заводская лаборатория.– 2000.– № 5.– С. 51–54.
3. Иванов, В.В. Херстовская статистика временных потоков структурных повреждений композиционных материалов как показатель эволюции очага разрушения / В.В. Иванов,

- В.И. Климов, Т.М. Черникова // Прикладная механика и техническая физика. - 1997. - Т. 38, № 1. - С. 136 - 139.
4. Иванов, В.В. Определение кинетических констант и критического размера разрушения композиционных материалов на основе регистрации импульсного электромагнитного излучения при их разрушении / В.В. Иванов, П.В. Егоров, В.И. Климов [и др.]. // Прикладная механика и техническая физика. – 1994. – Т 35, № 4. – С. 153–159.
 5. Харкевич А.А. Спектры и анализ / А.А. Харкевич.– М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1962. – 236 с.

Т.М. Черникова, к.т.н., доц., Кузбасский государственный технический университет, тел. (3842)39-63-63, chernika@kemt看el.ru;
В.В. Иванов, д.т.н., профессор, Кузбасский государственный технический университет,
Е.А. Михайлова, специалист 1 категории, Объединенное диспетчерское управление энергосистемами Сибири, г. Кемерово.

УДК 591.044; 577.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ (КЛАСТЕРОВ) В БИДИСТИЛЛИРОВАННОЙ ВОДЕ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ МАЛЫХ УГЛОВ

В.И. Букатый, П.И. Нестерюк

Представлены результаты экспериментов по определению распределения по размерам оптических неоднородностей (кластеров) в бидистиллированной воде методом малых углов рассеяния. Измерения показали наличие в воде спектра размеров кластеров в диапазоне (1,5 – 6,0) мкм, при этом среднеарифметический радиус составил 2,3 мкм, среднеквадратичный – 2,5 мкм.

Ключевые слова: кластер, вода, оптический метод малых углов, светорассеяние.

Введение

Известно, что жидкая вода обладает аномальными свойствами, что связано с наличием водородных связей между молекулами и особенностью её структуры. Ряд ученых, например, [1, 2] рассматривает структуру воды в виде молекулярных кластеров с характерными размерами $\sim 10^{-9}$ м и временем жизни (релаксации) $\sim 10^{-12}$ с, в то время как в экспериментальных работах [3-7] обнаружены кластеры микронных размеров $\sim 10^{-6}$ м, а также гигантские гетерофазные кластеры с диаметрами $(10^{-5} - 10^{-4})$ м и временем жизни несколько секунд. Опытные данные по структуре воды получены в [3-7] с помощью оптических методов, однако их аппаратная реализация, методики измерений, используемый математический аппарат не позволяют реализовать большое быстродействие и

достаточно высокую точность окончательных результатов. Целью работы является создание измерительно-вычислительного комплекса по измерению распределения оптических неоднородностей (кластеров) в бидистиллированной воде с помощью оптического метода малых углов, предложенного К.С. Шифриным [8].

Теоретические основы метода малых углов

В основе данного метода лежит экспериментальное определение индикатрисы рассеяния света под малыми углами, содержащей информацию о размере частиц, на которых происходит рассеяние. В [9] показано, что если параллельный пучок света с длиной волны λ рассеивается совокупностью взвешенных в однородной среде частиц одинакового радиуса r , то зависимость светового потока $I(\beta)$, рассеянного на одной