

**О ТЕМПЕРАТУРНО-ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
МЕХАНИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ
СЛОИСТЫХ СТЕКЛОУГЛЕПЛАСТИКОВ**

Л. С. ЕЛИСТРАТОВА, В. В. КОЛОКОЛЬЧИКОВ, А. С. ПОДКОПАЕВ

(Куйбышев)

Экспериментальные результаты [1—3] свидетельствуют о том, что при периодическом деформировании температурно-частотные положения релаксационных максимумов тангенса угла механических потерь $\text{tg } \delta$ слоистого композита и материала его матрицы не совпадают. Причины и закономерности такого смещения максимумов $\text{tg } \delta$ в рамках этих работ остаются невыясненными. Вместе с тем теоретически показано, что введение в полимерный материал упругого наполнителя, а также переход от сдвиговых к продольным или изгибным колебаниям в незаполненных полимерах и композитах искажают релаксационный спектр и изменяют эффективное время релаксации [4].

Ниже рассмотрены закономерности в температурно-частотном положении и величине максимума тангенса потерь и действительной части модуля Юнга в слоистых композитах. При этом использовались правила смесей, предложенные в [5, 6]. Формулы [6] приближенные, и ими удобно пользоваться при большом числе компонентов в композите. Кроме того, они позволяют легко вычислить коэффициенты концентрации напряжений в композитном материале [7]. Как указано в [8], подобные подходы, учитывающие фактический способ взаимодействия между элементами композита, позволяют получать результаты, удовлетворительно согласующиеся с опытными данными и поэтому достаточные для технических приложений.

1. Пусть композит, являющийся в среднем трансверсально изотропным, состоит из вязкоупругой матрицы и упругого наполнителя. Стохастическая неоднородность композита не учитывается. Механизм рассеяния энергии связывается только с неупругим поведением матрицы [9]. Релаксация объемного модуля K в вязкоупругом компоненте отсутствует. Сдвиговая релаксация описывается ядром Ю. Н. Работнова, т. е. в операторном представлении модуль сдвига вязкоупругого компонента запишется следующим образом [10]:

$$(1.1) \quad \hat{G} = G_\infty [1 - \chi \hat{\Theta}(x)],$$

где $\hat{\Theta}(x)$ — резольвентный оператор Ю. Н. Работнова, а реологические параметры x , χ выражаются через нерелаксированный G_∞ и релаксированный G_0 значения модуля сдвига и эффективное время релаксации τ_e :

$$(1.2) \quad x = -\tau_e^{-\gamma}, \quad \chi = (G_\infty - G_0)/G_\infty \tau_e^\gamma \quad (0 < \gamma \leq 1),$$

где γ — параметр сингулярности ядра.

Выражение для оператора модуля Юнга вязкоупругого компонента имеет вид [4]

$$(1.3) \quad \hat{E} = E_\infty [1 - \chi_E \hat{\Theta}(x_E)],$$

$$x_E = -\tau_E^{-\gamma} = x + G_\infty \chi / (3K + G_\infty), \quad E_\infty = 9KG_\infty / (3K + G_\infty),$$

$$\chi_E = \eta \chi, \quad 1/\eta = 1 + G_\infty / 3K.$$

Направим координатную ось X_3 перпендикулярно слоям. Для правила смесей [6] операторные значения отличных от нуля компонентов матрицы эффективных упругих модулей \hat{C}_{mn} будут иметь вид

$$(1.4) \quad \hat{C}_{11} = v_1 \hat{\chi}_1 + v_2 \chi_2 = C_{11}^\infty [1 - \chi_{11} \hat{\Theta}(x)],$$

$$\hat{C}_{12} = v_1 \hat{\lambda}_1 + v_2 \lambda_2 = C_{12}^\infty [1 + \chi_{12} \hat{\Theta}(x)],$$

$$\hat{C}_{13} = \left(\frac{v_1}{\hat{E}_1} + \frac{v_2}{E_2} \right)^{-1} \left[\frac{v_1 \hat{v}_1}{(1 + \hat{v}_1)(1 - 2\hat{v}_1)} + \frac{v_2 v_2}{(1 + v_2)(1 - 2v_2)} \right] \simeq$$

$$\simeq \left(\frac{v_1}{\hat{E}_1} + \frac{v_2}{E_2} \right)^{-1} \left(v_1 \frac{\hat{v}_1}{1 - \hat{v}_1} + v_2 \frac{v_2}{1 - v_2} \right) = C_{13}^\infty [1 - \chi_{13}^{(1)} \hat{\Theta}(x_1) + \chi_{13}^{(2)} \hat{\Theta}(x_2)],$$

$$\hat{C}_{33} = \left(\frac{v_1}{\hat{E}_1} + \frac{v_2}{E_2} \right)^{-2} \left[\frac{v_1}{\hat{E}_1} \frac{1 - \hat{v}_1}{(1 + \hat{v}_1)(1 - 2\hat{v}_1)} + \frac{v_2}{E_2} \frac{1 - v_2}{(1 + v_2)(1 - 2v_2)} \right] \simeq$$

$$\simeq \frac{\hat{E}_1 E_2}{v_1 E_2 + v_2 \hat{E}_1} = C_{33}^\infty [1 - \chi_{33} \hat{\Theta}(x_1)],$$

$$\widehat{C}_{44} = \frac{\widehat{G}_1 G_2}{v_1 G_2 + v_2 G_1} = C_{44}^\infty [1 - \chi_{44} \widehat{\Theta}(x_3)],$$

где

$$(1.5) \quad \begin{aligned} C_{11}^\infty &= v_1 \kappa_1^\infty + v_2 \kappa_2, & C_{12}^\infty &= v_1 \lambda_1^\infty + v_2 \lambda_2, \\ C_{33}^\infty &= \frac{E_1^\infty E_2}{v_1 E_2 + v_2 E_1^\infty}, & C_{13}^\infty &= \left(v_1 \frac{v_1^\infty}{1 - v_1^\infty} + v_2 \frac{v_2}{1 - v_2} \right) C_{33}^\infty, \\ C_{44}^\infty &= G_1^\infty G_2 / (v_1 G_2 + v_2 G_1^\infty), \end{aligned}$$

причем

$$(1.6) \quad \begin{aligned} \kappa &= \lambda + 2G, & \lambda &= K - 2G/3, \\ x_1 &= x + \kappa - \chi_1, & x_2 &= x - \kappa_2 - \chi_3, & x_3 &= x + \chi_4, \\ \chi_1 &= \frac{v_1 E_2 \eta \chi}{M_E^\infty}, & \chi_2 &= \frac{2G_1^\infty \chi}{3K_1 - 2G_1^\infty}, & \chi_3 &= \frac{18K_1 G_1^\infty \chi}{(3K_1 - 2G_1^\infty)(3K_1 - 4G_1^\infty)}, \\ \chi_4 &= v_2 G_1^\infty \chi / M_G^\infty, & M_Q &= v_1 Q_2 + v_2 Q_1, & Q &= E, G, \\ C_{11}^\infty \chi_{11} &= 4v_1 G_1^\infty \chi / 3, & C_{12}^\infty \chi_{12} &= C_{11}^\infty \chi_{11} / 2, & \chi_{33} &= \chi_1, & \chi_{44} &= v_1 C_{44}^\infty \chi / G_1^\infty, \\ \chi_{13}^{(1)} &= \chi_1 + \frac{v_1 \chi_1 \chi_3}{\left(v_1 \frac{v_1^\infty}{1 - v_1^\infty} + v_2 \frac{v_2}{1 - v_2} \right) (\chi - \chi_1 + \chi_2 - \chi_3)}, \\ \chi_{13}^{(2)} &= \frac{v_1 \chi_3}{v_1 \frac{v_1^\infty}{1 - v_1^\infty} + v_2 \frac{v_2}{1 - v_2}} \left(1 + \frac{\chi_1}{\chi - \chi_1 + \chi_2 - \chi_3} \right). \end{aligned}$$

Здесь v_i , E_i , v_i — относительное объемное содержание, модуль Юнга и коэффициент Пуассона i -й фазы, неупругой для $i = 1$ и упругой для $i = 2$ (выражение для оператора коэффициента Пуассона вязкоупругого компонента приведено в [4]); $\widehat{\kappa}_1$ и $\widehat{\lambda}_1$ — операторы, вид которых может быть получен подстановкой в (1.6) операторного значения модуля сдвига вязкоупругой фазы (1.1).

Сравним выражения (1.4)–(1.6) с известными [11], которые были выведены для осреднения [5]. Из формул (1.4)–(1.6) видно, что каждый из коэффициентов \widehat{C}_{mn} , за исключением \widehat{C}_{13} , определяется одним оператором, а \widehat{C}_{13} выражается через сумму двух операторов. Вместе с тем, как показано в [11], при осреднении по [5] суперпозицией двух операторов характеризуются коэффициенты C_{11} и C_{12} , а одним оператором — коэффициенты \widehat{C}_{13} , \widehat{C}_{33} , \widehat{C}_{44} , причем коэффициент \widehat{C}_{44} при смешивании [6] определяется так же, как и в [5].

В выражениях (1.4) обращает на себя внимание то, что для рассматриваемой слоистой текстуры

$$(1.7) \quad C_{12} \geq C_{12}^\infty$$

при любых значениях параметров компонентов композита, а в случае $\chi_{13}^{(1)} \widehat{\Theta}(x_1) \leq \chi_{13}^{(2)} \widehat{\Theta}(x_2)$ выполняется неравенство

$$(1.8) \quad C_{13} \geq C_{13}^\infty.$$

Отметим, что из результатов [11] неравенство (1.8) следует при любых значениях параметров компонентов композита, а неравенство (1.7) при условии

$$\widehat{\Theta}(x) \geq \frac{1}{3} \left[\frac{3v_2(K_1 - K_2) + \kappa_2}{M_\kappa^\infty} \right]^2 \widehat{\Theta} \left(x + \frac{4v_2 G_1^\infty \chi}{3M_\kappa^\infty} \right).$$

Интересно получить из эксперимента наличие эффектов, описываемых неравенствами (1.7) и (1.8), по которым функции релаксации напряжений, являющиеся ядрами операторов \widehat{C}_{12} и \widehat{C}_{13} , могут возрастать. При наличии этих эффектов важно получить условия их справедливости.

Когда наряду со сдвиговой релаксацией имеет место также и объемная релаксация вязкоупругого компонента, а коэффициент Пуассона этого компонента — величи-

на постоянная, выражения для коэффициентов упругости двухкомпонентного композита при смешивании [6] примут вид

$$(1.9) \quad \begin{aligned} \hat{C}_{11} &= C_{11}^{\infty} [1 - \chi'_{11} \hat{\Theta}(x)], & \hat{C}_{12} &= C_{12}^{\infty} [1 - \chi'_{12} \hat{\Theta}(x)], \\ \hat{C}_{33} &= C_{33}^{\infty} [1 - \chi'_{33} \hat{\Theta}(x_1)], & \hat{C}_{13} &= C_{13}^{\infty} [1 - \chi'_{13} \hat{\Theta}(x_1)], \\ \hat{C}_{44} &= C_{44}^{\infty} [1 - \chi'_{44} \hat{\Theta}(x_2)]. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} x'_1 &= x + \frac{v_2 E_1^{\infty} \chi}{M_E^{\infty}}, & x'_2 &= x + \frac{v_2 G_1^{\infty} \chi}{M_G^{\infty}}, \\ C_{11}^{\infty} \chi'_{11} &= v_1 \chi_1^{\infty} \chi, & C_{12}^{\infty} \chi'_{12} &= v_1 \chi_1^{\infty} \chi, & C_{33}^{\infty} \chi'_{33} &= v_1 E_2 \chi, \\ C_{13}^{\infty} \chi'_{13} &= C_{33}^{\infty} \chi'_{33} \left(v_1 \frac{v_1}{1-v_1} + v_2 \frac{v_2}{1-v_2} \right), & C_{44}^{\infty} \chi'_{44} &= v_1 G_2 \chi, \end{aligned}$$

C_{mn}^{∞} определяются формулами (1.5).

Из формул (1.9) следует, что в случае постоянства коэффициента Пуассона каждый из коэффициентов \hat{C}_{mn} характеризуется одним оператором. Кроме того, в отличие от формул (1.7), (1.8) справедливо неравенство

$$C_{ij} \leq C_{ij}^{\infty}.$$

Полезно иметь выражения для технических модулей упругости. Модуль Юнга композита в плоскости слоев выражается через коэффициенты C_{ij} следующим образом:

$$(1.10) \quad E_{\parallel} = (C_{11} - C_{12}) \frac{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{33}^2}{C_{33}C_{11} - C_{13}^2}.$$

Подставляя в (1.10) нерелаксированные значения коэффициентов матрицы упругости [6], получим для случая двухкомпонентного композита

$$(1.11) \quad \begin{aligned} E_{\parallel} &= v_1 E_1 + v_2 E_2 + \Delta_1 + \Delta_2, \\ \Delta_1 &= \frac{v_1 v_2 (v_1 - v_2)^2 E_1 E_2}{v_1 E_1 + v_2 E_2}, & \Delta_2 &= \frac{v_1 v_2 (E_1 v_1 - E_2 v_2)^2}{v_1 E_2 + v_2 E_1}. \end{aligned}$$

С точностью до членов знаменателя Δ_1 , содержащих квадраты коэффициентов Пуассона компонентов, выражение (1.11) отличается только последним слагаемым от выражения [4], полученного для осреднения [5]

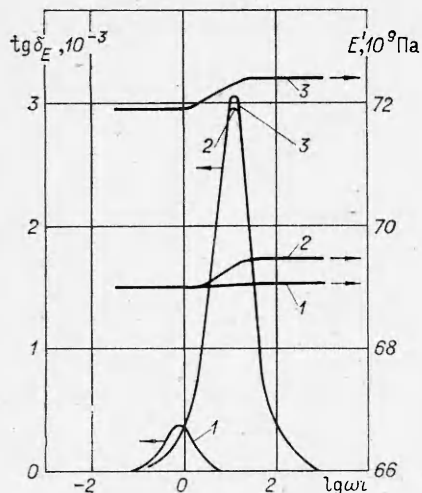
Для того чтобы проанализировать величину и температурно-частотное положение пика механических потерь при колебаниях растяжения — сжатия в плоскости слоев, рассмотрим операторную структуру модуля Юнга (1.11). Для простоты сначала будем считать коэффициент Пуассона вязкоупругого компонента величиной постоянной. Подставим в (1.11) вместо модуля Юнга E_1 его операторное значение (1.3) и, проводя функции от операторов к стандартному виду, получим

$$(1.12) \quad \hat{E}_{\parallel} = E_{\parallel}^{\infty} [1 - \chi_E^{(1)} \hat{\Theta}(x_E^{(1)}) - \chi_E^{(2)} \hat{\Theta}(x_E^{(2)}) + \chi_E^{(3)} \hat{\Theta}(x_E^{(3)})],$$

де $\hat{E}_{\parallel}^{\infty}$ определяется равенством (1.11) с заменой $E_1 \rightarrow E_1^{\infty}$, а

$$\begin{aligned} x_E^{(1)} &= x_E, & x_E^{(2)} &= x_E + \frac{v_1 E_1^{\infty} \chi_E}{E_{\infty}^*}, & x_E^{(3)} &= x_E + \frac{v_2 E_1^{\infty} \chi_E}{M_E^{\infty}}, & E_{\infty}^* &= v_1 E_1^{\infty} + v_2 E_2, \\ \hat{E}_{\parallel}^{\infty} \chi_E^{(1)} &= v_1 (1 + v_1^2) \hat{E}_1^{\infty} \chi_E, & \hat{E}_{\parallel}^{\infty} \chi_E^{(2)} &= \frac{v_1 v_2^2 (v_1 - v_2)^2 E_1^{\infty} E_2^2 \chi_E}{(E_{\infty}^*)^2}, \\ \hat{E}_{\parallel}^{\infty} \chi_E^{(3)} &= \frac{v_1 (v_1 v_1^2 + v_2 v_2^2) E_1^{\infty} E_2^2 \chi_E}{(M_E^{\infty})^2}. \end{aligned}$$

Поправка Δ_2 в выражении для модуля упругости (1.11) обуславливает появление в операторном соотношении (1.12) члена с эффективным временем релаксации $x_E^{(3)}$. Из сравнения выражений для $x_E^{(2)}$ и $x_E^{(3)}$ следует, что в важном для практики случае, когда содержание компонентов в композите приблизительно одинаково, эффективные времена релаксации $x_E^{(2)}$ и $x_E^{(3)}$ отличаются незначительно. Таким образом, в рассматриваемом примере колебаний растяжения — сжатия в плоскости композита



Фиг. 1

тангенса угла механических потерь будет практически одинаковым для обоих рассматриваемых случаев смешивания.

Более точным приближением операторного выражения модуля Юнга (1.11) является соотношение, полученное с учетом релаксации коэффициента Пуассона ν_1 . Оказывается, если в числителях поправок Δ_1 и Δ_2 учесть релаксацию ν_1 в членах, содержащих произведение $\nu_1 E_1$, то операторная структура выражения (1.12) не изменится. Эффективные времена релаксации $x_E^{(1)}$, $x_E^{(2)}$ и $x_E^{(3)}$ останутся теми же. Незначительно изменятся лишь интенсивности релаксации $\chi_E^{(1)}$, $\chi_E^{(2)}$ и $\chi_E^{(3)}$.

Отметим также факт уширения спектра времен релаксаций при колебаниях растяжения — сжатия в плоскости слоев композита по сравнению со спектром однородного вязкоупругого компонента за счет появления дополнительных распределений с эффективными временами релаксаций $x_E^{(2)}$ и $x_E^{(3)}$. Поскольку величина параметра γ может служить мерой размытия релаксационного спектра [12], то отсюда следует, что значение эффективного параметра сингулярности слоистого композита должно быть меньше соответствующего значения параметра сингулярности вязкоупругой матрицы.

2. Проиллюстрируем полученные закономерности численными расчетами частотно-зависимых упругих и демпфирующих характеристик слоистых стекло- и углепластиков (относительное объемное содержание смолы ν_1 , стеклоткани ν_2 , углеткани ν_3) в области перехода матрицы из стеклообразного в высокоэластичное состояние. Диссипативные и упругие характеристики будем вычислять в зависимости от безразмерной величины $\omega\tau$, представляющей собой произведение циклической частоты ω на $\tau = (\tau_e \tau_\sigma)^{1/2}$ — среднее геометрическое времен релаксации τ_e и ретардации τ_σ [13]. К температурным зависимостям тангенса потерь и динамического модуля Юнга можно перейти, учитывая связь времени релаксации τ_e с температурой T . Эту связь принято описывать формулой Аррениуса

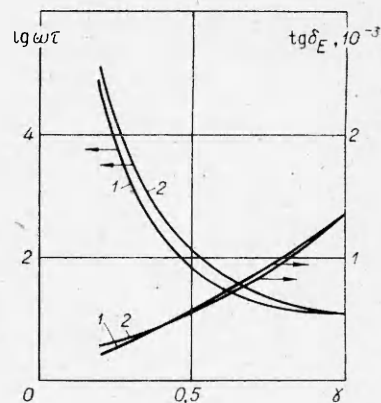
$$(2.1) \quad \tau_e = \tau_0 \exp(H/RT),$$

где τ_0 — характерное время; H — энергия активации релаксационного процесса; R — универсальная газовая постоянная.

Вязкоупругие свойства эпоксидной смолы зададим через комплексные модули сдвига [14], соответствующие функциям релаксации Ю. Н. Работнова и А. Р. Ржаницына. Примем для эпоксидной смолы $G_1^\infty = 4 \cdot 10^8$ Па, $G_1^0 = 3 \cdot 10^6$ Па [15], $\nu_1^\infty = 0,35$; для стеклоткани $E_2 = 7 \cdot 10^{10}$ Па, $\nu_2 = 0,22$ и углеткани $E_3 = 3 \cdot 10^{11}$ Па, $\nu_3 = 0,20$ [16]. Построив по данным [15] векторную диаграмму комплексного модуля сдвига эпоксидной смолы, получим численное значение параметра сингулярности $\gamma = 0,3$. Релаксацией объемного модуля пренебрежем.

На фиг. 1 приведены графики динамического модуля Юнга E' и тангенса потерь при периодическом деформировании образца в плоскости слоев $\text{tg } \delta_E$ в зависимости от величины $\lg \omega\tau$. Образец — углепластик с содержанием смолы $\nu_1 = 0,77$. Расчет производился усреднением по Фойгту, когда деформации во всех точках композита считаются равными, а также согласно правилам смесей [5, 6] (кривые 1—3 соответственно). Предполагалось, что свойства эпоксидной смолы описываются экспоненциальным ядром.

Из фиг. 1 видно, что обе модели [5, 6], учитывающие зависимость соединения элементов композита от вида напряженного состояния, дают одно и то же положение мак-



Фиг. 2

смешивания [5, 6] приводят к выражениям с приблизительно одинаковыми спектрами времен релаксаций. Отсюда следует, что температурно-частотное положение максимумов

симула $\text{tg } \delta_E$ на оси частот (температур). Величины же тангенса потерь и динамического модуля отличаются не более чем на 4%. Максимальное значение $\text{tg } \delta_E$ в случае усреднения по Фойгту примерно в 7 раз меньше, чем для смешиваний [5, 6].

При изменении величины параметра γ максимум $\text{tg } \delta_E$ смещается по оси $\lg \omega\tau$ в сторону высоких частот или, как следует из (2.1), низких температур. На фиг. 2 это смещение хорошо видно на примере стеклоуглепластика следующего состава: $v_1 = 0,45$, $v_2 = 0,32$, $v_3 = 0,23$. Кривые 1, 2 соответствуют заданию вязкоупругих свойств матрицы композита ядрами релаксации Ю. Н. Работнова и А. Р. Ржаницына. На этом же графике приведены зависимости величины максимума потерь от параметра γ матрицы.

Эффект смещения максимума тангенса потерь при изменении величины параметра γ может быть использован для контроля изменения структуры матрицы в процессе эксплуатации изделий из композитов, поскольку параметр сингулярности γ является структурно-чувствительным и существенно зависит от обработки и условий эксплуатации материала [12].

Заметим, что для ядра Работнова, описывающего сдвиговую релаксацию однородного материала, температурно-частотное положение максимума потерь при сдвиговых деформациях и любых значениях параметра сингулярности γ соответствует условию $\omega\tau = 1$, которое следует из выражения [17]

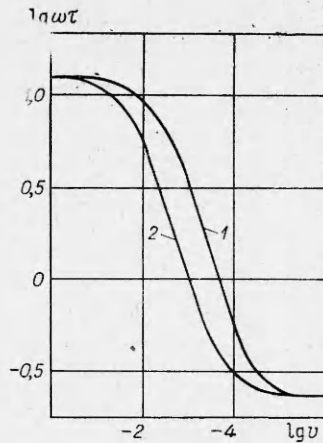
$$(2.2) \quad \omega\tau_g = (G_0/G_\infty)^{1/2}\gamma,$$

поскольку $(\tau_g/\tau_r)\gamma = G_0/G_\infty$ [12].

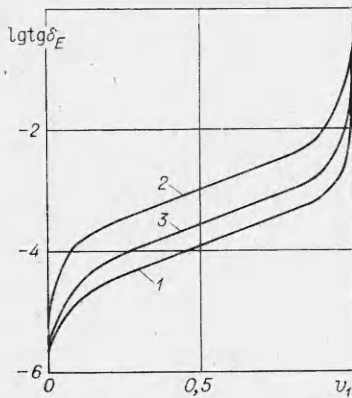
Что же касается условия максимума потерь в однородном материале при колебаниях растяжения — сжатия, то его легко записать, заметив, что операторное выражение (1.3) может быть получено из (1.1), (1.2) путем замены $\tau_g \rightarrow \tau_E$, $G_0 \rightarrow E_0$, $G_\infty \rightarrow E_\infty$. Сделав эту замену в равенстве (2.2), найдем условие максимума $\text{tg } \delta_E$: $\omega\tau = (G_0 E_\infty / G_\infty E_0)^{1/2} \gamma$.

Особый интерес представляет почти скачкообразное смещение положения максимума $\text{tg } \delta_E$ по оси частот (температур) при добавлении к вязкоупругой матрице незначительного (всего несколько процентов) количества упругого наполнителя (фиг. 3, где кривые 1, 2 соответствуют углепластику и стеклопластику). Расчет проводился по правилу смесей [6]. Свойства матрицы задавались экспоненциальным ядром.

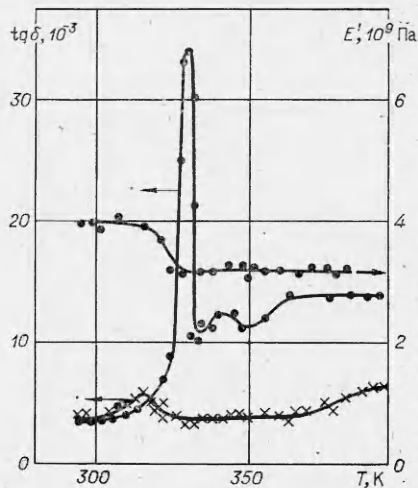
Зависимость максимального значения потерь в углепластике от объемного содержания эпоксидной смолы представлена на фиг. 4. Кривая 1 соответствует смешиванию по Фойгту. Реологические свойства матрицы композита заданы через экспоненциальное ядро релаксации. Остальные кривые — смешивание по [6]. Кривые 2, 3 соответствуют заданию свойств матрицы через экспоненциальное ядро и ядро Ю. Н. Работнова. Из графика видно, что в области изменения относительной объемной концентрации эпоксидной смолы от 0,2 до 0,8 $\lg \text{tg } \delta_m$ пропорционален v_1 .



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Интересно заметить, что область резкого уменьшения величины максимума тангенса потерь (см. фиг. 4) при добавлении к матрице всего нескольких процентов углеткани соответствует резкому смещению положения этого максимума по оси частот (температур) на фиг. 3. Зависимости, представленные на фиг. 4, согласуются с экспериментальными результатами [18].

3. Эффект смещения положения максимума тангенса угла механических потерь композита по оси частот (температур) по сравнению с положением соответствующего максимума матрицы был обнаружен экспериментально на образцах эпоксидной смолы ЭДТ-10 и стеклопластика на ее основе. Стеклопластик представлял собой 14-слойную квазизотропную композицию, т. е. укладка каждого слоя стеклоткани проводилась под углом 60° к предыдущему, и содержал 30% смолы и 70% стеклоткани. Из плитки стеклопластика изготавливались образцы $160 \times 16 \times 4$ мм. Образцы эпоксидной смолы имели размеры $150 \times 11 \times 10$ мм.

Измерения температурных зависимостей тангенса потерь и модуля упругости (фиг. 5) проводились на установке «Эластомат» методом резонансного стержня при изгибных колебаниях с частотой ~ 800 Гц в амплитудно-независимой области. Исследовался переход из стеклообразного в высокоэластичное состояние. Точки на графике соответствуют данным измерений на смоле, а крестики — на композите. Сдвиг максимума $\text{tg } \delta_E$ композита по сравнению с максимумом в смоле составил 14 К. Модуль Юнга стеклопластика практически не изменялся во всем исследованном температурном интервале и составлял $4 \cdot 10^{10}$ Па. Коэффициент Пуассона эпоксидной смолы, измененный при комнатной температуре, был равен 0,37.

ЛИТЕРАТУРА

1. Keenan J., Seferis J. C., Quinlivan J. T. Effects of moisture and stoichiometry on the dynamic mechanical properties of a high — performance epoxy. — J. Appl. Polym. Sci., 1979, vol. 24, N 12.
2. Усова Л. Ф., Новиков В. У., Макарова О. А., Абрамчук С. С. Влияние структуры эпоксидного связующего на релаксационные свойства стеклопластика. — В кн.: Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. М.: Наука, 1978.
3. Магомедов Г. М., Зеленев Ю. В., Бартенев Г. М. О механизмах внутреннего трения в армированных полимерах. — В кн.: Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. М.: Наука, 1978.
4. Шермергор Т. Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977.
5. Лифшиц И. М., Розенцвейг Л. Н. К теории упругих свойств поликристаллов. — ЖЭТФ, 1946, т. 16, вып. 11.
6. Колокольчиков В. В., Комарова Н. С. Критерий разрушения от накопления повреждений трехкомпонентного слоистого композита. — Мех. композит. материалов, 1983, № 1.
7. Колокольчиков В. В., Комарова Н. С., Макарова И. С. Термоупругость, теплопроводность и прочность слоистых металлокомпозитов. — Мех. композит. материалов, 1983, № 2.
8. Болотин В. В., Новичков Ю. Н. Механика многослойных конструкций. М.: Машиностроение, 1980.
9. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982.
10. Работнов Ю. Н. Элементы наследственной механики твердых тел. М.: Наука, 1977.
11. Шермергор Т. Д. Эффективные реологические характеристики слоистых материалов. — Изв. АН СССР. МТТ, 1971, № 1.
12. Мешков С. И., Пачевская Г. П., Постников В. С. Поведение материала при большой интенсивности диссипативных процессов. — Физика и химия обработки материалов, 1967, № 2.
13. Зинер К. Упругость и неупругость металлов. — В кн.: Упругость и неупругость металлов. М.: ИЛ, 1954.
14. Мешков С. И. К описанию внутреннего трения в наследственной теории упругости при помощи ядер, обладающих слабой сингулярностью. — ПМТФ, 1967, № 4.
15. Солодышева Е. С., Коршук Н. И. и др. О влиянии скорости охлаждения на некоторые физико-механические характеристики жестких сетчатых полимеров. — В кн.: Композиционные полимерные материалы. Киев, 1980, вып. 6.
16. Скудра А. М., Плузе Э. З., Гуняев Г. М. Свойства стеклопластиков, усиленных высокомодульными волокнами. — Мех. полимеров, 1972, № 1.
17. Мешков С. И., Пачевская Г. Н., Шермергор Т. Д. К описанию внутреннего трения при помощи дробно-экспоненциальных ядер. — ПМТФ, 1966, № 3.
18. Гуняев Г. М., Румянцев А. Ф. и др. Исследование динамических характеристик композиционных материалов. — Мех. полимеров, 1974, № 2.

Поступила 14/X 1983 г.