

고분자 점탄성에서 Time-Strain Non-Separability

권영돈
성균관대학교 섬유공학과

Time-Strain Non-Separability in Polymer Viscoelasticity

Youngdon Kwon
Sungkyunkwan University, Dept. Textile Eng.

서론

고분자 유체의 점탄성을 기술할 때 실험 자료에 근거하여 보통 time-strain separability를 가정한다. 이는 주로 적분형 구성방정식에 적용되어, 그 방정식의 여러 함수형을 단순화시킨다. 이 가정은 계단과 변형(step strain)을 부여한 후 측정되는 응력완화 거동이 서로 다르게 적용되는 변형 값에도 불구하고 시간에 따라 평행한 응답을 나타내며, 따라서 한 개의 master curve로 합쳐질 수 있다는 사실에 그 근거를 둔다. 본 연구에서는 수학적 안정성 분석을 통하여 이와 같은 가정은 수학적 모순점을 야기하게 됨을 증명하고, 특히 응력완화 거동에서도 이러한 separability는 짧은 시간영역에서는 성립하지 않음을 보인다.

이론

점탄성 유체의 적분형 구성방정식에서 time-strain separability를 가정한 Rivlin-Sawyers 식은 다음과 같이 표현된다:

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p\underline{\underline{\delta}} + \underline{\underline{\tau}} = -p\underline{\underline{\delta}} + 2\rho \int_{-\infty}^t m(t-t_1) \left[\varphi_1(t-t_1, I_1, I_2) \underline{\underline{C}} - \varphi_2(t-t_1, I_1, I_2) \underline{\underline{C}}^{-1} \right] dt_1$$

$$\varphi_1 = \frac{\partial F}{\partial I_1}, \quad \varphi_2 = \frac{\partial F}{\partial I_2}, \quad \text{hence} \quad \varphi_{ij} = \varphi_{ji}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{\partial^2 F}{\partial I_j \partial I_i}, \quad F: \text{elastic potential}, \quad \underline{\underline{C}}: \text{Finger tensor}$$

$$I_1 = \text{tr} \underline{\underline{C}}, \quad I_2 = \text{tr} \underline{\underline{C}}^{-1}, \quad I_3 = \det \underline{\underline{C}} = 1$$

위의 구성방정식에 다음의 운동방정식과 연속방정식이 부가되어 점탄성 유동 시스템의 closed set을 이룬다:

$$\text{equation of motion: } \rho \frac{dv}{dt} = \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}}$$

$$\text{continuity equation: } \nabla \cdot v = 0 \quad (\text{incompressibility})$$

① **Hadamard stability:** 임의의 유동 상태에서 그 해를 가정한 후 다음의 미소 진폭을 갖는 외란(disturbance)을 가한다:

$$\{\delta \underline{\underline{C}}, \delta v, \delta p', \delta \rho\} = \varepsilon \{\underline{\underline{C}}, \underline{v}, \bar{p}, \bar{\rho}\} \cdot \exp[i(k \cdot x - \omega t) / \varepsilon^2] \quad (|\varepsilon| \ll 1)$$

미소값을 갖는 ε 의 성질 때문에 가해지는 외란은 파장이 짧고 진동수가 높은 sinusoidal wave가 된다. 선형 분석을 행하여 정리하면 그 안정성 조건은 다음의 biquadratic형이 되며

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2} \Omega^2 \bar{v}^2 = B_{ijmn} \bar{v}_i k_j \bar{v}_m k_n > 0$$

여기에서 $\Omega = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ 는 Doppler shift가 고려된 진동수를 의미한다. 분석의 편의를 위하여 다음의 좌표계로 변환하면

$$\{x_1, x_2, x_3\} \Rightarrow \left\{ \frac{v}{|v|}, \frac{k}{|k|}, \mathbf{n} = \frac{v \times k}{|v \times k|} \right\}$$

biquadratic form \mathbf{B} 는 다음의 형태로 단순화된다:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = \bar{v}^2 k^2 & \left[\frac{1}{2I_1 \sqrt{I_1}} \bar{\varphi}_1 (c_w c_{kk} - c_{vk}^2 + c_{kk}^2 + c_{kk} c_{nn}) + \frac{1}{2I_2 \sqrt{I_2}} \bar{\varphi}_2 (c_w^{-1})^2 + (c_w^{-1}) (c_{kk}^{-1}) - (c_{vk}^{-1})^2 + (c_w^{-1}) (c_{nn}^{-1}) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left\{ \bar{\varphi}_{11} \left(\frac{c_{vk}}{\sqrt{I_1}} \right)^2 - 2 \bar{\varphi}_{12} \left(\frac{c_{vk}}{\sqrt{I_1}} \right) \left(\frac{c_{vk}^{-1}}{\sqrt{I_2}} \right) + \bar{\varphi}_{22} \left(\frac{c_{vk}^{-1}}{\sqrt{I_2}} \right)^2 \right\} \right] > 0 \\ & \left(\bar{\varphi}_i = \frac{\partial F}{\partial \sqrt{I_i}}, \quad \bar{\varphi}_{ij} = \frac{\partial^2 F}{\partial \sqrt{I_i} \partial \sqrt{I_j}} \right) \end{aligned}$$

여기에서 다음의 asymptotic analysis를 행한다:

$$F \approx A (\sqrt{I_1})^\alpha (\sqrt{I_2})^\beta \quad \text{as } I_1 \rightarrow \infty$$

즉 우리는 위의 식에서 $I_1 \rightarrow \infty$ (따라서 $I_2 \rightarrow \infty$)일 때 elastic potential F 가 위의 asymptotic 형이 성립함을 가정하였다. 그러면 단순전단유동에서 안정성 조건은

$$\begin{aligned} \mathbf{B} > 0 & \Rightarrow \alpha (\sqrt{I_1})^{\alpha-4} (\sqrt{I_2})^\beta \left\{ c_w c_{kk} - c_{vk}^2 + c_{kk}^2 + c_{kk} c_{nn} + (\alpha-1) c_{vk}^2 - \beta \left(\frac{\sqrt{I_1}}{\sqrt{I_2}} \right)^2 c_{vk} c_{vk}^{-1} \right\} \\ & + \beta (\sqrt{I_1})^\alpha (\sqrt{I_2})^{\beta-4} \left\{ c_w^{-1} c_{kk}^{-1} - (c_{vk}^{-1})^2 + (c_w^{-1})^2 + c_w^{-1} c_{nn}^{-1} + (\beta-1) (c_{vk}^{-1})^2 - \alpha \left(\frac{\sqrt{I_2}}{\sqrt{I_1}} \right)^2 c_{vk} c_{vk}^{-1} \right\} > 0 \\ & \Rightarrow (\alpha + \beta) (\alpha + \beta - 1) \nu^2 + 3 > 0 \end{aligned}$$

이 되며, 여기에서 ν 는 elastic shear strain이다. 따라서 안정성의 필요조건은

$$\therefore \alpha + \beta > 1$$

이 된다.

② **dissipative stability:** 이전에 증명되었던 dissipative stability의 조건 중 하나는 다음과 같이 표현된다:

If the potential function is increasing more slowly than exponentially in terms of Hencky strain measure, in any regular flow the free energy and stress functional are bounded.

여기에서 Hencky strain은 그 principal axis에서 다음과 같다:

$$H_i = \frac{1}{2} \ln C_i \quad (C_i : \text{eigenvalue of Finger strain})$$

앞에서와 마찬가지로 asymptotic 분석을 행하면

$$F \approx A (\sqrt{I_1})^\alpha (\sqrt{I_2})^\beta \quad \text{as } I_1 \rightarrow \infty$$

$$\equiv \hat{F} \approx A \left(\sqrt{e^{2H_1} + e^{2H_2} + e^{2H_3}} \right)^\alpha \left(\sqrt{e^{-2H_1} + e^{-2H_2} + e^{-2H_3}} \right)^\beta$$

$$H_1 \rightarrow \infty \quad \text{as } I_1 \rightarrow \infty$$

이 되고 (여기에서 우리는 $I_1 \rightarrow \infty$ 일 때 일반성의 손실 없이 $H_1 \rightarrow \infty$ 를 가정한다), 이는 다시 다음으로 단순화된다:

$$\hat{F} \approx A e^{\alpha H_1} \left(\sqrt{e^{2(H_1+H_3)} + e^{2(H_1+H_2)}} \right)^\beta = A e^{(\alpha+\beta)H_1} \left(\sqrt{e^{2H_2} + e^{2H_3}} \right)^\beta$$

$$\geq 2^{\frac{\beta}{2}} A e^{(\alpha+\beta)H_1} e^{-\frac{\beta}{2}H_1} = 2^{\frac{\beta}{2}} A e^{\frac{\alpha}{2}H_1} e^{\frac{(\alpha+\beta)}{2}H_1}$$

①에서의 조건 $\alpha + \beta > 1$ 때문에 Hadamard 안정한 구성방정식은 지금의 dissipative 안정성 조건을 만족시킬 수 없음을 알 수 있다.

결과

time-strain separability를 갖는 구성방정식은 그 구체적 구조에 관계없이 불안정함이 증명되었다. 즉 separable한 방정식은 Hadamard 안정성과 dissipative 안정성 조건을 동시에 만족시키는 것은 불가능하다. 이 전에 발표된 Lodge, Wagner, Luo-Tanner, K-BKZ 모델식들의 불안정성은 모두 이와 같은 time-strain separability에 기인한다. 또한 Doi-Edwards 모델의 경우, 그 configuration tensor가 Finger tensor와 적어도 implicit한 관계를 갖고 있으므로 그 불안정성 역시 본 결과에 따라 separability에 있다고 할 수 있다.