BLOBLARDAN TƏŞKİL OLUNMUŞ POLİMERLƏRİN DEFORMASİYA XÜSUSİYYƏTLƏRİ

N.F. ƏHMƏDOV, S.X.SADIXOVA, F.A.ƏHMƏDOV, L.P.ƏLİYEV

Bakı Dövlət Universiteti

Bakı / AZƏRBAYCAN

XÜLASƏ

Sərt əlaqələrə malik olan bloblardan təşkil olunmuş polimerin deformasiyası zamanı onun xarakteristikaları dəyişir. Bu səbəbdən polimer özünü qeyri-xətti sistem kimi aparır. Belə qeyri-xətti sistemdə yaranan rəqsləri tədbiq etmək üçün mərhələli inteqrallama üsulundan istifadə edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, mərhələlərə uyğun proseslər bir-birinə ekvivalent olmurlar və ona görə də sistem bir relaksasiya müddətilə deyil, relaksasiya müddətləri çoxluğu ilə xarakterizə olunur.

Açar sözlər: bloblar, sistemin qeyri-xəttiliyi, relaksasiya.

THE FEATURES OF DEFORMATION OF POLYMERS CONSISTS FROM BLOBS

ABSTRACT

At the deformation of polymers which consists from blobs with hard relations its characteristics change. Therefore polymer has as nonlinear function. For the investigation of this systems' oscillation was applied the method of step by step integration.

It was suggested that the steps of blobs' oscillation is not equivalent to result according to forming complementary relaxation times and the system characterizes the temporary relaxation times.

Key words: blobs, nonlinear system, relaxation

Tutaq ki, polimer bir-biri ilə sərt zəncir vasitəsilə əlaqədə olan bloblardan təşkil olunmuşdur. Blobları bağlayan zəncir hissələri müxtəlif nöqtələri birləşdirdiyi üçün onların deformasiyası blobların, orta hesabla, mərkəzlərindən keçən ox ətrafında dönməsinə səbəb olur. Bloblar elastik və sürtünmə qüvvələrinin yaratdığı fırladıcı momentin təsiri ilə burulurlar. Hər iki qüvvənin momenti dönmə bücağı ilə mütənasib olduğundan onların cəbri cəmini əvəzləyici moment kimi götürmək olar. Əvəzləyici moment blobun bir istiqamətdə dönməsi zamanı elastik və sürtünmə qüvvələrinin momentləri cəminə, əks istiqamətdə döndükdə isə onların fərqinə bərabər olur. Buradan görünür ki, blobların hərəkəti zamanı sistemin xarakteristikası dəyişir və qeyri-xətti olur [1,2].

Fərz edək ki, baxılan modelə dairəvi tezliyi ω olan moment təsir edir. Aydındır ki, bloblar fırladıcı momentin təsiri ilə burulma rəqsləri edəcəklər. Sistemin xarakteristikası qeyri-xətti olduğu üçün yaranan rəqslər qeyri-xətti olacaqdır. Belə qeyri-xətti sistemdə yaranan rəqsləri tədqiq etmək üçün mərhələli ineqrallama üsulundan istifadə edilir. Bu üsulda rəqsin periodu $T = \frac{2\pi}{\omega}$ 4 mərhələyə bölünür: I mərhələ - tarazlıq vəziyyətindən, məsələn, saat əqrəbinin əksi istiqamətində böyük dönmə bucağı qədər; II mərhələ - kənar vəziyyətdən tarazlıq vəziyyətinə qədər; III mərhələ - tarazlıq vəziyyətindən saat əqrəbi istiqamətində ən kənar vəziyyətə qədər, IV mərhələ - kənar vəziyyətdən sıfırıncı vəziyyətə qədər. I və II mərhələlər birinci yarımperiodda ($\frac{T}{2}=\frac{\pi}{\omega}$), III və IV mərhələlər ikinci yarımperiodda ($\frac{T}{2}=\frac{\pi}{\omega}$) baş verirlər [3].

Blobun dönməsi zamanı meydana çıxan sürtünmə qüvvəsini əlaqələrin burulması zamanı yaranan elastik qüvvənin dəyişməsi kimi nəzərə almaq olar. Bu isə əlaqənin vahid fırlanma bucağı yaradan momentində özünü göstərir. Blobun sıfır vəziyyətindən kənar vəziyyətinə dönməsinə qədər uyğun gələn bu momenti m_1, kənar vəziyyətdən sıfır vəziyyətinə qayıtmağa uyğun momenti isə m_2 ilə işarə edək. Yuxarıda deyilənlərə görə $m_1>m_2$ –dir. Bu isə o deməkdir ki, sıfır vəziyyətindən kənar vəziyyətə dönmə müddəti (onu τ ilə işarə edək) kənar vəziyyətindən sıfır vəziyyətinə qayıtma müddətindən fərqlənir. Bu işarələməni nəzərə alsaq baxılan mərhələlərə uyğun zaman intervallarını aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$1)\ 0\le t\le\tau \qquad 2)\ \tau\le t\le\frac{\pi}{\omega}$$

$$3)\ \frac{\pi}{\omega}\le t\le\frac{\pi}{\omega}+\tau \qquad 4)\ \frac{\pi}{\omega}+\tau\le t\le\frac{2\pi}{\omega}.$$

Sistemdə sürtünmə olduğundan blobun hərəkəti ona təsir edən momentdən fazaca geri qalacaqdır. Bu fazanı $\omega\ \beta$ ilə göstərsək, sistemə təsir edən momenti $M=M_o\sin\omega(t+\beta)$ kimi yazmaq olar. Onda I mərhələ üçün hərəkət tənliyi

$$J\ddot{\varphi}_1+m_1\varphi_1=M_o\sin\omega(t+\beta) \qquad (1)$$

$$\ddot{\varphi}_1+\omega_1^2\varphi_1=m_o\sin\omega(t+\beta) \qquad (2)$$

şəklində olar. Burada $\omega_1^2=\frac{m_1}{J}$, $m_o=\frac{M_o}{J}$ -dir.

II mərhələ üçün hərəkət tənliyi

$$J\ddot{\varphi}_2+m_2\varphi_2=M_o\sin\omega(t+\beta)$$

$$\ddot{\varphi}_2+\omega_2^2\varphi_2=m_o\sin\omega(t+\beta) \qquad (3)$$

olar. Burada $\omega_2^2=\frac{m_2}{J}$ -dir.

Uyğun olaraq III mərhələ üçün hərəkət tənliyi (2), IV mərhələ üçün (3) kimi olar. Göründüyü kimi hərəkətin mərhələlərə bölünməsi qeyri-xətti sistemi xətti diferensial tənliklərlə ifadə etməyə imkan verir [4,5]. (2) və (3) tənliklərinin ümumi həlləri aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\varphi_1=c_1\cos\omega_1 t+c_2\sin\omega_1 t+ +\frac{m_o}{\omega_1^2-\omega^2}\sin\omega(t+\beta) \qquad (4)$$

$$\varphi_2=c_3\cos\omega_2 t+c_4\sin\omega_2 t+ +\frac{m_o}{\omega_2^2-\omega^2}\sin\omega(t+\beta) \qquad (5)$$

Burada $\omega_1=\omega$ və $\omega_2=\omega$ halları qəbul edilmir. c_1, c_2, c_3, c_4, τ, β əmsallarını tapmaq üçün ayrı-ayrı mərhələlərdə başlanğıc və son şərtlərdən və qoşma şərtlərdən (verilmiş mərhələnin son şərti növbəti mərhələnin başlanğıc şərti olmalıdır) istifadə olunur. Axırıncı tənlikdən zamana görə törəmə alaq.

$$\dot{\varphi}_1=-c_1\omega_1\sin\omega_1 t+c_2\omega_1\cos\omega_1 t+ +\frac{m_o\omega}{\omega_1^2-\omega^2}\cos\omega(t+\beta) \qquad (6)$$

$$\dot{\varphi}_2=-c_3\omega_2\sin\omega_2 t+c_4\omega_2\cos\omega_2 t+ +\frac{m_o\omega}{\omega_2^2-\omega^2}\cos\omega(t+\beta) \qquad (7)$$

(4)-də t=0, φ_1=0, (5)-də $t=\frac{\pi}{\omega}$, φ_2=0, (6)-da $t=\tau$, $\dot{\varphi}_1=0$, (7)-də $t=\tau$, $\dot{\varphi}_2=0$ yazaq. Onda

$$0=c_1+\frac{m_0}{\omega_1^2-\omega^2}\sin\omega\beta$$

$$0=c_3\cos\pi\frac{\omega_2}{\omega}+c_4\sin\pi\frac{\omega_2}{\omega}+ +\frac{m_0}{\omega_2^2-\omega^2}\sin\omega\beta$$

$$0=-c_1\omega_1\sin\omega_1\tau+c_2\omega_1\cos\omega_1\tau+ +\frac{m_0}{\omega_1^2-\omega^2}\cos\omega(\tau+\beta)$$

$$0=-c_3\omega_2\sin\omega_2\tau+c_4\omega_2\cos\omega_2\tau+$$
$$+\frac{m_0}{\omega_2^2-\omega^2}\cos\omega(\tau+\beta)$$

Bu ifadələrdən

$$c_1=-\frac{m_0}{\omega_1^2-\omega^2}\sin\omega\beta$$

$$c_2=-\frac{m_0}{\omega_1^2-\omega^2}\frac{1}{\cos\omega\tau}\times$$
$$\times\left[\frac{\omega}{\omega_1}\cos\omega(\tau+\beta)+\sin\omega_1\tau\sin\omega\beta\right]$$

$$c_3=\frac{m_0}{\omega_1^2-\omega^2}\frac{1}{\cos\omega_2(\frac{\pi}{\omega}-\tau)}\left[\cos\omega_2\tau\sin\omega\beta+\right.$$
$$\left.+\frac{\omega}{\omega_2}\cos\omega(\tau+\beta)\sin\pi\frac{\omega_2}{\omega}\right]$$

$$c_4=\frac{m_0}{\omega_2^2-\omega^2}\frac{1}{\cos\omega_2(\frac{\pi}{\omega}-\tau)}\left[\sin\omega_2\tau\sin\omega\beta-\right.$$
$$\left.-\frac{\omega}{\omega_2}\cos\omega(\tau+\beta)\cos\pi\frac{\omega_2}{\omega}\right]$$

alınır.

İndi isə τ və β-nı tapmaq üçün qoşma şərtlərindən:

$$1)\ \varphi_1(\tau)=\varphi_2(\tau),\quad 2)\ \dot{\varphi}_1(0)=-\dot{\varphi}_2(\frac{\pi}{\omega}),$$

(4) və (5)-də t=τ yazaq, onların sağ tərəflərini bərabərləşdirək:

$$c_1\cos\omega_1\tau+c_2\sin\omega_1\tau+$$
$$+\frac{m_o}{\omega_1^2-\omega^2}\sin\omega(\tau+\beta)=c_3\cos\omega_2\tau+\qquad(8)$$
$$+c_4\sin\omega_2\tau+\frac{m_o}{\omega_2^2-\omega^2}\sin\omega(\tau+\beta).$$

2-ci qoşma şərtindən istifadə edərək (6) –da t=0, (7)-də $t=\frac{\pi}{\omega}$ yazıb, onun əks işarəsini götürərək (6)-nın nəticəsinə bərabərləşdirək.

$$c_2\omega_2+\frac{m_o}{\omega_1^2-\omega^2}\cos\omega\beta=c_3\omega_2\sin\frac{\omega_2}{\omega}\pi-$$
$$-c_4\omega_2\cos\pi\frac{\omega_2}{\omega}+\frac{m_o}{\omega_2^2-\omega^2}\cos\omega\beta.\qquad(9)$$

(8) və (9)-un birgə həllindən alırıq:

$$tg\omega\beta=\frac{K\sin\omega\tau-B\sqrt{P}\cos\omega\tau}{A-B\sqrt{P}\sin\omega\tau-K\cos\omega\tau}\qquad(10)$$

$$tg\omega\beta=\frac{K-A\cos\omega\tau\tau}{\frac{C}{\sqrt{P}}-A\sin\omega\tau}\qquad(11)$$

Burada $P=\frac{\omega^2}{\omega_2^2}$, $q=\frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}=\frac{m_1}{m_2}$,

$$A=\frac{1}{q-P}\frac{1}{\cos\sqrt{\frac{q}{P}}\omega\tau}+\frac{1}{1-q}\frac{1}{\cos\frac{1}{\sqrt{P}}(\pi-\omega\tau)}$$

$$B=\frac{1}{\sqrt{q}(q-P)}tg\sqrt{\frac{q}{P}}\omega\tau+\frac{1}{1-P}tg\frac{1}{\sqrt{P}}(\pi-\omega\tau)$$

$$C=\frac{\sqrt{q}}{q-P}tg\sqrt{\frac{q}{P}}\omega\tau+\frac{1}{1-P}tg\frac{1}{\sqrt{P}}(\pi-\omega\tau)$$

$$K=\frac{1-q}{(q-P)(1-P)}$$

(10) və (11) düsturlarından $m_1(\omega_1^2)$, $m_2(\omega_2^2)$ və ω-nın verilmiş qiymətləri üçün τ və tg$\omega\beta$ -nı tapmaq olar. Qeyd edək ki, τ blobun sıfır vəziyyətindən ən kənar vəziyətinə dönənə qədər keçən müddətdir. Ona görə də $\omega\tau$ faza olub τ müddətinə uyğun dönmə bucağıdır (dönmə bucağının ən böyük qiyməti $\omega\tau$-dır).

$\omega\tau$ və tg$\omega\beta$ -nı qrafik üsulla tapmaq olar. Bunun üçün absis oxunda $\omega\tau$ -nın, ordinat oxunda tg$\omega\beta$ -nı götürürlər. $\omega\tau$ -ya qiymətlər verməklə, (10) və (11) düsturları üzrə tg$\omega\beta$ hesablanır. Alınan nöqtələrə görə

$$tg\omega\beta=f_1(\omega\tau)$$
$$tg\omega\beta=f_2(\omega\tau)$$

əyriləri qurulur. Bu əyrilərin kəsişmə nöqtələrinin koordinatları $\omega\tau$ və tg$\omega\beta$ axtardığımız qiyətləri verir. bu qiymətləri (4) və

(5) həllərində yerinə yazaraq, blobların hərəkət qanunlarını tapmiş oluruq.

Dönmə bucağının amplitud qiymətini (φ_0) $t=\tau$ şərtinə görə ($\varphi_1=\varphi_2=\varphi_0$) (4) və ya (5) tənliklərindən birlikdə yerinə yaxzmaqla tapmaq olar. Məsələn, (5) düsturundan

$$\varphi_o = c_1 \cos \omega_1 \tau + c_2 \sin \omega_1 \tau + \\ + \frac{m_o}{\omega_1^2 - \omega^2} \sin \omega(\tau + \beta) \quad (12)$$

kimi tapılır. Burada $\omega\tau$ və $\mathrm{tg}\,\omega\beta$ -nın qiymətləri qrafiki üsuldan tapılmış qiymətlərdir, c_1 və c_2 isə yuxarıdakı ifadələrlə təyin olunur. (12) düsturunda $m_o = \sigma\omega^2$ (σ - müsbət sabit əmsaldır) qəbul etsək, o aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\varphi_o = -\frac{\sigma P}{q-P} \frac{1}{\cos\sqrt{\frac{q}{P}}\omega\tau} \times \\ \times \left[\sin \omega\beta + \sqrt{\frac{q}{P}} \sin\sqrt{\frac{q}{P}}\omega\tau \cdot \cos \omega(\tau+\beta) + \\ + \sin \omega(\tau+\beta) \right]$$

Buradan görünür ki, q (sürtünmə qüvvəsinin momenti) artdıqca φ_0 azalır. P=q olduqda isə φ_0 qeyri-məhdud artır.

Hesablama göstərir ki, φ_0-ın ən böyük qiyməti 90°-yə yaxın olur. Rezonans halında sürtünmə böyük olduqda (q=3) φ_0=77° olur, ancaq ω-nın artması ilə artır və 90°-yə yaxınlaşır.

Beləliklə, blobların dönmə bucağı üçün alınmış ifadə göstərir ki, relaksasiya müddəti onların maksimum dönməsi üçün sərf olunan zamandan asılıdır. Bu asılılıq birqiymətli olmayıb, mürəkkəb funksiya ilə ifadə olunur.

Əgər maksimum yerdəyişmə müddətinin onların dönmə bucağı sürətinə hasili vahidə bərabər olarsa, onda relaksasiya müddəti hərəkətin birinci və üçüncü mərhələlərinə uyğun tezliklərlə təyin olunur. Bu tezliklərin nisbəti sistemin parametrlərinin ixtiyari qiymətində vahiddən fərqlidir. Bu isə o deməkdir ki, blobun hər bir rəqsinə uyğun mərhələlər ekvivalent proseslər deyildir. Ona görə də relaksasiya müddətləri çoxluğu yaranır.

ƏDƏBİYYAT

1. В.И. Иржак. Успехи Химии, 2006, Том 75, №10, с.1028.
2. В.И. Иржак. Успехи Химии, 2008, Том 77, №12, с.1153.
3. Б.Д.Сандитов, М.В.Дармаев, Д.С.Сандитов, В.В.Мантатов. Высоомолек.соед., 2007, Т.49, №7, с.1250-1256.
4. А.В.Максимов. Высоомолек.соед., 2007, Т.49, №5, с.891-904.
5. С.Л.Баженов. Высоомолек.соед., 2008, Т.50, №3, с.501-509.
6. А.Ю.Гросберг. Высоомолек.соед., 2009, Т.51, №1, с.94-105.
7. А.Я.Малкин. Высоомолек.соед., 2009, Т.51, №1, с.106-136.