



ХИМИКОТЕХНОЛОГИЧЕН И МЕТАЛУРГИЧЕН УНИВЕРСИТЕТ

ФАКУЛТЕТ ПО МЕТАЛУРГИЯ И МАТЕРИАЛОЗНАНИЕ

КАТЕДРА „ПРИЛОЖНА МЕХАНИКА”

инж. Вержиния Александрова Александрова

ТЕМА

**САМОЗАГРЯВАНЕ НА ЕЛАСТОМЕРИ ПРИ ЦИКЛИЧНО
НАТОВАРВАНЕ**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

на дисертация

за придобиване на образователната и научна степен „доктор”
по научна специалност 5. Технически науки, 5.1. Машинно инженерство
(Приможна механика)

Научен ръководител: проф. д.т.н. инж. Климент Хаджов

Научно жури:

1. доц. д-р инж. Борис Стефанов - председател
2. чл. кор. проф. д.т.н. инж. Ангел Балтов - рецензент
3. проф. д.т.н. инж. Кънчо Попов - рецензент
4. проф. д.т.н. инж. Митко Миховски
5. проф. д.т.н. инж. Климент Хаджов

София, 2017

СЪДЪРЖАНИЕ

Приети обозначения.....	4
Увод.....	8
Глава 1. Литературен обзор	
1.1 Структура и характеристики на еластомерите.....	9
1.2 Реология на еластомерите.....	11
1.3 Параметри и ефекти при цикличното натоварване.....	16
1.4 Влияние на температурата и самозагряване.....	25
1.4.1 Температурно-времева аналогия - уравнение на WLF.....	25
1.4.2 Самозагряване.....	27
1.4.3 Уравнение на топлината.....	30
1.5 Заключение, цел и задачи на дисертацията.....	34
Глава 2. Уравнение на топлината	
2.1 Енергетичен баланс и опростяване на уравнението на топлината.....	36
2.2 ДУ на самозагряването. Първи подход.....	38
2.3 Втори подход – поциклово сумиране на дисипацията.....	44
2.4 Принудителна конвекция.....	46
2.5 Нарастване на дефектирането.....	47
2.6 Приблизително решаване на уравнението на топлината за обемни образци.....	50
2.7 Експериментални резултати и сравнения.....	53
2.7.1 Сравняване на резултатите по двата подхода.....	53
2.7.2 Влияние на честотата на натоварване.....	56
2.7.3 Влияние на амплитудата на натоварване.....	61
2.7.4 Влияние на режима на натоварване.....	66
2.7.5 Влияние на началното натоварване.....	74
2.7.6 Принудителна конвекция.....	79
2.7.7 Сравняване на мощностите.....	86
2.7.8 Решаване на ЧДУ.....	89
Глава 3. Влияние на температурата върху поведението при циклиране	
3.1 Термо-реологично прости материали.....	97
3.2 Влияние на температурата върху реологията и дефектирането.....	101
3.3 Влияние на температурата върху ефекта на Payne.....	105
3.4 Влияние на температурата върху фактора на загубите.....	109
3.5 Ограничение в допускането за дебелината на образците.....	111
Глава 4. Експериментална техника	
4.1 Избор на еластомерни материали.....	116
4.2 Пробни образци.....	117
4.3 Характеристики и експерименти.....	118
4.4 Диапазони на изменение на основните величини.....	118
4.5 Апаратура за провеждане на експериментите.....	119
Общо заключение и приноси.....	126
Библиография.....	128
Декларация.....	135
Списък на публикациите по дисертацията.....	136
Благодарности.....	137
Програми в софтуерната среда на MathCad.....	138

Дисертационният труд е написан на 138 страници, съдържа 90 фигури и 1 таблица. Цитирани са 140 литературни източника. Съдържа списък с част от програмите в софтуерната среда на MathCad, дадени в приложение към Дисертацията.

Представеният дисертационен труд е обсъден и приет за защита на заседание на Разширеният научен съвет на научното звено на катедра „Приложна механика”, състояло се на 06.04.2017 г.

Публичната защита на дисертационния труд ще се проведе на 01.06.2017г. от 14:00 часа в зала 210, сграда „А” на ХТМУ.

Материалите са на разположение на интересувалите се на интернет страницата на ХТМУ и в отдел „Научни дейности”, стая 406, етаж 4, сграда „А” на ХТМУ.

Приети обозначения

- $\sigma_{ij} [Pa]$ – компоненти на тензора на напрежение;
- ε_{ij} – компоненти на тензора на деформация;
- $\sigma_{ij}^v [Pa]$ – компоненти на тензора на нееластичната част на напрежението;
- ε_{ij}^v – компоненти на тензора на нееластичната част на деформацията;
- $s_{ij} [Pa]$ – компоненти на тензора на девиатора на напрежение;
- e_{ij} – компоненти на тензора на девиатора на деформация;
- $\sigma_v [Pa]$ – сферично напрежение;
- ε_{kk} – сферична (обемна) деформация;
- $\dot{\varepsilon}_{kk}$ – скорост на сферична (обемна) деформация;
- $\sigma_{imp} [Pa]$ – наложено напрежение;
- $\sigma_{resp} [Pa]$ – отговор в напрежение при наложена циклична деформация;
- ε_{imp} – наложена деформация;
- ε_{resp} – отговор в деформация при наложено циклично напрежение;
- $\sigma_0 [Pa]$ – амплитуда на напрежението;
- $\sigma_m [Pa]$ – начална амплитуда на напрежението;
- ε_0 – амплитуда на деформацията;
- ε_m – начална амплитуда на деформацията;
- $E [Pa]$ – модул на Young от I род;
- $G [Pa]$ – модул на Young от II род;
- $E^* [Pa]$ – комплексен модул;
- $E' [Pa]$ – модул на натрупване (реална част на комплексния модул);
- $E'' [Pa]$ – модул на загубите (имагинерна част на комплексния модул);
- $S \left[\frac{1}{Pa} \right]$ – податливост;
- $S' \left[\frac{1}{Pa} \right]$ – податливост на натрупване;
- $S'' \left[\frac{1}{Pa} \right]$ – податливост на загубите;
- $K(t - \tau)$ – разнотно ядро на пълзене;
- $R(t - \tau)$ – разнотно ядро на релаксация;
- $K(t, \tau)$ – неразнотно ядро на пълзене;
- $R(t, \tau)$ – неразнотно ядро на релаксация;
- $\hat{K}(t - \tau)$ – подобро ядро на пълзене;
- $\hat{R}(t - \tau)$ – подобро ядро на релаксация;
- τ – момент от време $\tau < t$;
- $\Gamma(\alpha)$ – гама функция;
- $H(t)$ – функция на Heaviside;
- δ_{ij} – единичен тензор на Kronecker;
- $L [m]$ – дебелина на пластината;
- $H [m]$ – височина на образеца;
- $x [m]$ – координата на текуща точка от дебелината на пластината, мерена от единия край;
- $s [m^2]$ – повърхност;

- $V [m^3]$ – обем;
- N – брой на циклите;
- $\omega [rad/sec]$ – ъглова (кръгова) честота;
- $\varphi [rad]$ – ъгъл на фазово отклонение между σ и ε ;
- $T^* [s]$ – период на зададено циклиране;
- A_i, a_i, b_i – параметри на ядрото на релаксация;
- μ_i, α_i – параметри на уравнението на Ogden;
- λ_i – големи относителни удължения по главните направления;
- α_{ij} – параметри в апроксимационната крива дефектиране;
- $d(t)$ – нарастване на дефектирането във времето;
- $d(N)$ – дефектиране за N-ти цикъл;
- d_{st} – дефектиране по метода на модула на натрупване;
- d_{en} – дефектиране по енергетичния метод;
- $g(\varepsilon)$ – дъмпинг функция;
- C – дъмпинг параметър;
- $T [K]$ – температура в обема на материала;
- $T_0 [K]$ – начална температура;
- $T_g [K]$ – гранична температура;
- $T_s [K]$ – температура на повърхността на пластината;
- $T_\infty [K]$ – температура на околната среда;
- $T_{gs} [K]$ – температура на встъкляване;
- $\Delta T(t) [K]$ – нарастване на температурата на самозагряване;
- $T_{ref} [K]$ – температура за сравнение (базова температура);
- a_T – фактор на температурно – времева редукция;
- C_1 – експериментално определяща се константа в уравнението на WLF;
- $C_2 [K]$ – експериментално определяща се константа в уравнението на WLF;
- $t_{tr}(t)$ – трансформирано (редуцирано) време;
- $k \left[\frac{W}{m \deg K} \right]$ – коефициент на топлопроводност;
- $h \left[\frac{W}{m^2 \deg K} \right]$ – коефициент на топлообмен;
- $h_f \left[\frac{W}{m^2 \deg K} \right]$ – коефициент на топлообмен в случай на принудена конвекция;
- $v [m/s]$ – скорост на заобикалящ флуид;
- $\vartheta [m^2/s]$ – кинематичен вискозитет;
- Re – число на Reynolds;
- Pr – число на Prandtl;
- Nu – число на Nusselt;
- $\rho [kg/m^3]$ – плътност;
- $C_p [J/K]$ – топлинен (термичен) капацитет;
- ∇ – набла оператор;
- η – фактор на загубите;
- D – разсеяна енергия за един цикъл;
- U – натрупана енергия за един цикъл;

Увод

Каучукът и гумите принадлежат към класа полимерни материали наречени еластомери и се характеризират с вискоеластични деформации, съществена дисипация на енергия, зависимост от предисторията на натоварване, устойчивост на въздействията на външни среди, надеждност, дълготрайност и др.

В условия на циклично натоварване еластомерните елементи генерират температура, в резултат на което се получава феноменът самозагриване. Повишената температура влияе съществено на всички параметри описващи тяхното поведение.

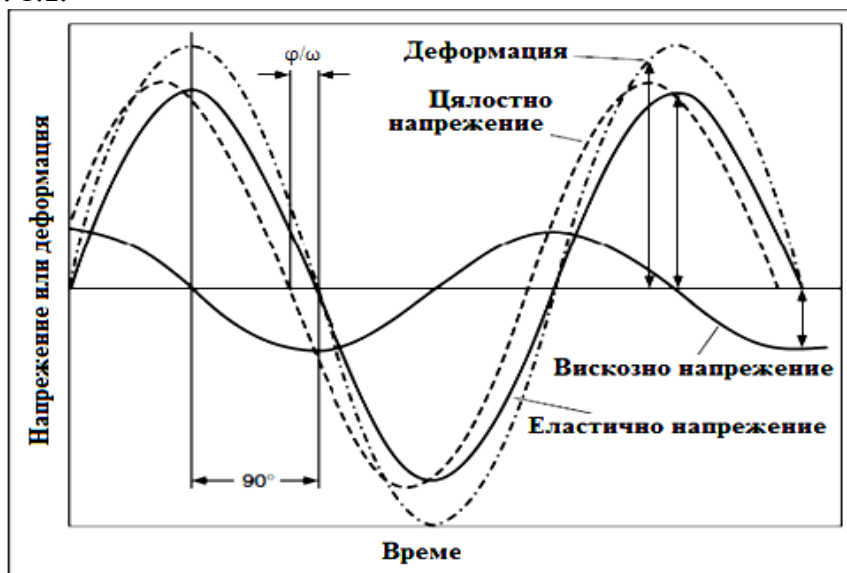
В настоящата работа, изхождайки от тези мотиви, е направен опит за изучаване на температурните ефекти произтичащи от цикличното натоварване на еластомерните материали.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРЕН ОБЗОР

1.1 Структура и характеристики на полимерните материали

Характеристики на полимерните материали

Когато хармонично променящо се напрежение е приложено към вискоеластичен материал, отговорът в деформация също ще бъде хармоничен със същата честота, но със фазов ъгъл в съответствие с приложеното напрежение както е показано на фиг. 1.1.



Фиг.1.1. Приложено синусоидално напрежение и отговор в деформация.

На фиг.1.1, ϕ е ъгълът на фазово отклонение между синусоидалното напрежение и отговора в деформация (еластичното напрежение е изцяло във фаза с резултантната деформация, докато вискозното напрежение е изцяло извън фаза с резултантната деформация).

Обратно ако наложим циклираща деформация:

$$\varepsilon_{imp}(t) = \varepsilon_o \exp(i\omega t), \quad (1.1)$$

където ε_o е амплитудата на деформиране и ω е ъгловата честота, отговорът в напрежения има вида:

$$\sigma(t) = \sigma_o \exp(i(\omega t + \phi)), \quad (1.2)$$

1.2 Реология на еластомерите

Съгласно наследствената теория на Boltzmann – Volterra интегралното уравнение

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{E} \sigma(t) + \frac{1}{E} \int_0^t K(t - \tau) \sigma(\tau) d(\tau). \quad (1.5)$$

има решение, представящо релаксация на напрежението

$$\sigma(t) = E\varepsilon(t) - E \int_0^t R(t-\tau) \varepsilon(\tau) d\tau, \quad (1.6)$$

където

$$K(t-\tau), R(t-\tau) \quad (1.7)$$

са съответно ядро на пълзене и ядро на релаксация. Те могат да бъдат определени от прости опити на опън или чисто усукване при пълзене или релаксация, не зависят от вида на напрегнатото състояние и са универсални за дадения материал.

Много добри резултати дава три параметровото сингулярно ядро на Колтунов.

$$R(t) = A \frac{e^{-\beta t}}{t^\alpha} \quad (1.8 \text{ а})$$

с резолвента

$$K(t) = \frac{e^{-\beta t}}{t} \sum_{n=1}^{\infty} A \Gamma(\alpha)^n t^{\alpha n} / \Gamma(\alpha n). \quad (1.8 \text{ б})$$

Тук $\Gamma(\alpha)$ е непълната гама функция.

Подоброено ядро

Във връзка с прецизното описание на поведението на еластомера при циклиране на база на ядро (1.8 а) се предлага подоброено ядро, представляващо сума от сингулярни ядра

$$R(t) = \sum_{n=1}^N \hat{R}_i(t) \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad \text{със} \quad \hat{R}_i(t) = A_i \frac{e^{-\beta_i t}}{t^{\alpha_i}}. \quad (1.9)$$

Големи деформации

При каучукоподобните материали при по – малки деформации сполучливи са моделите на Mooney – Rivlin и Neo – Hooke. При много големи деформации се използва обобщеният модел на Ogden, предлагащ следната енергия на деформиране

$$W = W(\lambda, \mu_p, \alpha_p) = \sum_{p=1}^3 \frac{\mu_p}{\alpha_p} (\lambda_1^{\alpha_p} + \lambda_2^{\alpha_p} + \lambda_3^{\alpha_p} - 3). \quad (1.14)$$

Поставят се следните ограничения:

- $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 = 1$ – условие за несвиваемост, удълженията λ_i са положителни величини.
- $2\mu = \sum_{p=1}^3 \mu_p \alpha_p$ със $\mu_p \alpha_p > 0$, (1.15)

където μ е модулът на срязване, μ_p са параметри на срязване и α_p са бездименсионни константи (определящи се от опита).

1.3 Параметри и ефекти при цикличното натоварване

Хистерезисни криви и фактор на загубите

Комплексни модули

Комплексният модул E^* се дефинира както следва

$$E^* = E' + iE'', \quad (1.30)$$

където E', E'' са компонентите му: модулът на натрупване (реалната част) и този на загубите (имагинерната), $i = \sqrt{-1}$.

Тъй като, наследствената теория използва директно функциите на пълзене и релаксация, както и съответните ядра, компонентите на комплексните модули при циклиране могат да бъдат изразени посредством тези функции и ядра.

Дефектиране

За да се определи дълготрайността на твърдите тела обикновено се провеждат статични опъновы експерименти с постоянно напрежение, при които се следи натрупването на дефекти (дефектирането). На база на съществуващите експериментални подходи за определяне на дефектирането при циклиране съществува методика основана на промяната на енергията на натрупване с времето. За всеки цикъл отношението на тези енергии преди и след приключване на съответен цикъл представлява относителна величина изразяваща тази промяна. Така за дефектирането може да запишем

$$d_1 = 1 - \frac{U_2}{U_1} \dots, \quad d_n = 1 - \frac{U_{n+1}}{U_n}, \quad (1.40)$$

$$d(N) = \sum_{n=1}^N \left(1 - \frac{U_{n+1}}{U_n}\right) = N(t) - \sum_{n=1}^N \frac{U_{n+1}}{U_n}, \quad (1.41)$$

Ефект на Mullins и теория на Rolland

Ефект на Mullins:

Този ефект се проявява като намаляване на твърдостта на материала при последователно циклично натоварване. Той се проявява при първия цикъл и след това е незначителен. По – забележим е при по – големи деформации. Свързва се с дефектирането на еластомера.

Теория на Rolland :

Rolland с цел отчитане на ефекта на Mullins въвежда в интегралното уравнение (1.7) една дъмпинг функция $g(\varepsilon)$, записана във вида

$$g(\varepsilon) = 1 + C\lambda^{-1}, \quad (1.43)$$

Тук удължението λ е свързано с деформацията ε , $\lambda = 1 + \varepsilon$, а C е дъмпинг параметър. Дъмпинг функцията е намаляваща с деформацията.

Демпфираща функция

За да се отчете ефекта на Mullins в нелинейното конститутивно интегрално уравнение се въвежда демпфираща функция, свързана с дефектирането в началото. Тази функция се въвежда по маниера на Rolland.

Хармонично разлагане

Разлагането на една непрекъсната функция $f(t)$ в ред на Fourier изглежда така

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)). \quad (1.50)$$

Връзката между амплитудата на деформиране и коефициентите на Fourier се дава с изрази

$$\varepsilon_0(n, \omega) = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} ((a_n(n, \omega))^2 + (b_n(n, \omega))^2)}. \quad (1.51)$$

Ефект на Рауне

Това е ефект на омекотяване, зависещ от амплитудата на наложената деформация (напрежение). Характеризира се количествено с намаляване на модула на натрупване с амплитудата

При наложени синусоидални пулсиращи деформации за модула на натрупване се получава

$$E'(\varepsilon_0) = \sum_{n=1}^{\infty} E'_n(\varepsilon_0). \quad (1.52)$$

Експерименталните сравнения показват, че ефектът на Рауне при големи деформации не е за пренебрегване. Ясно е също така, че редовете, както и сумите от

съответните коефициенти, са бързо сходящи и лесно се достига до модула на натрупване (при наложена деформация) и податливостта на натрупване (при наложено напрежение).

1.4 Влияние на температурата и самозагряване

1.4.1 Температура – времева аналогия, уравнение на WLF

От всички фактори интензифициращи пълзенето (релаксацията) най – изследван е факторът температура, върху който се изгражда и така наречената температуро – времева аналогия (ТВА).

От разнообразните възможности за апроксимация на фактора температурна редукция най – често се използва уравнението на Williams – Landel – Ferry с дробно – линейната функция,

$$\log a_T(s) = \frac{-C_1(T(\tau) - T_{ref})}{C_2 + (T(\tau) - T_{ref})}, \quad (1.53)$$

В горното уравнение с $T(\tau)$ е отбелязана текущата температура. T_{ref} е температура за сравнение, обикновено стайната (или тази на встъкляване), при което в някои случаи константите C_1 и C_2 имат универсален характер. В общия случай тези константи се определят експериментално от опити на краткотрайно пълзене (или релаксация) при различни температури след престрояване на координатите.

Влиянието на променливата температура върху механичното поведение при термореологично простите материали може да бъде отчетено посредством интегралната трансформация

1.4.2 Самозагряване

Известно е, че при еластомерните материали, подложени на циклично натоварване се наблюдават редица специфични ефекти, сред които особено място заема явлението самозагряване. Съществуват две главни причини за механизма на енергийна дисипация.

Първата причина е вътрешния вискозитет на каучука, който възниква в случаите, когато молекулярните вериги променят формата си и започва плъзгане на отделни сегменти. Вътрешната вискозност затормозява пренареждането на молекулярните вериги и се асоциира със способността на сегментите да се движат. Тя обуславя така наречения микромеханичен подход за тълкуване на явлението самозагряване.

Втората причина е енергийното разсейване и обуславя т. н. макромеханичен подход. Нарастването на температурата на самозагряване по време на експлоатация е опасно, защото полимерите имат ниска температура на встъкляване и нисък коефициент на топлопреминаване. Установено е, че цикличното натоварване може да предизвика в някои случаи значително топлообразуване и омекване, докато материала стане негоден за използване (дори когато честотата на натоварване е достатъчно ниска).

Промяната на температурното поле може да доведе до две различни явления:

- „Топлинно равновесие”, което се получава след голям брой цикли, ако влиянието на достигнатото температурно поле върху механичните свойства е малко;
- "Термична загуба на устойчивост", описана от Lesieutre и Govindswamy, когато количеството на генерираната топлина е достатъчно голямо, за да предизвика термодеструкция и необратимо разрушаване.

1.4.3 Уравнение на топлината

Изучаването на термомеханичното поведение на еластомерните материали е предмет на голям брой разработки. Предлагат се оригинални числени и аналитични модели за описание на самозагряването на еластомерните материали при циклична

умора. Изследванията в настоящата дисертация се базират на уравнението на топлината Chaboche, Salençon.

1.5 Заключение, цел и задачи на дисертацията

Заклучения

- Еластомерите със своите уникални свойства са незаменим конструкционен материал и намират широко приложение в техниката и бита;
- Нелинейното конститутивно уравнение с подобро ядро (сума от сингулярни ядра) в съчетание с уравнението на Ogden най – добре описва вискозо-еластичното поведение на еластомерите при големи и малки деформации;
- Хистерезисните криви, комплексните модули и факторът на загубите са много важни характеристики по отношение на механичното поведение при циклиране;
- Ефектът на Mullins се свързва с дефектирането в началото на циклирането, докато ефектът на Raupе може да се отнесе към физическата нелинейност;
- Цикличното натоварване генерира самозагряване, към което еластомерите са много чувствителни и температурата влияе на всички изброени характеристики;
- ТВА (посредством уравнението на WLF) при термореологично прости материали отчита лесно влиянието на температурата в наследствените теории посредством интегрална трансформация на времето;
- От уравнението на топлината може да се получи уравнението за нарастване на температурата при самозагряване на еластомерни технически изделия;
- Повечето автори решават задачата за самозагряване при малки деформации;
- Свързаността се пренебрегва почти от всички автори – там където тя се отчита има само численни решения;
- Оскъдни са сравненията между случаите на наложени деформации (твърд режим) и наложени напрежения (мек режим).

Цел на дисертацията

Въз основа на направените заключения, настоящата работа си поставя за цел:

Да изучи явлението самозагряване на еластомери при циклично натоварване с големи деформации и на база на нелинейната наследствена теория с подобрени ядра да опише механичното поведение и направи сравнение между различни режими на натоварване.

Задачи произтичащи от целта

За да бъде достигната поставената цел е необходимо да бъдат решени следните задачи:

- Да се изследва влиянието на температурата върху реологичното поведение, дъмпинг функцията, дефектирането и хармоничното разлагане;
- Да се получи уравнението за нарастване на температурата при самозагряване във функция на времето;
- Да се потърси ефективна методика за отчитане на дефектирането в уравнението за нарастване на температурата при циклиране;
- Посредством принципа на ТВА да се отчете влиянието на нарастването на температурата от самозагряване върху наследствените уравнения и техните решения за достигане до криви на хистерезис, омекотяване и др.;
- Да се реши задачата за самозагряване при естествена и принудителна конвекция;
- Да се изучи влиянието на температурата при „мек“ и „твърд“ режим на натоварване.

ГЛАВА 2. УРАВНЕНИЕ НА ТОПЛИНАТА

2.1 Енергетичен баланс и опростяване на уравнението на топлината

Съчетаването на пренасянето на топлина посредством топлопроводност и конвекция, математически се описва с уравнението на топлината Chaboche, Salençon което ще използваме, за да получим нарастването на температурата при samozagryvane в условия на циклично натоварване.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \sigma_{ij}^v \dot{\varepsilon}_{ij}^v - A_i \dot{V}_i + r + k \nabla^2 T + T \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \frac{\partial A_i}{\partial T} \dot{V}_i \right), [W / m^3], \quad (2.1)$$

където ρ – плътността, C_p – термичният капацитет, T – температурата, σ_{ij}^v – компонентите на тензора на нееластичната част на напрежението, ε_{ij}^v – компонентите на тензора на нееластичната деформация, $A_i \dot{V}_i$ – невъзстановимата енергия (вътрешни променливи) свързана с реструктуриране и дефектиране на материала, r – вътрешната продукция на енергия, често привнесена отвън чрез радиация (пренебрегва се), k – коефициентът на топлопроводност, ∇T – набла операторът върху температурното поле, описващ пространственото разпределение на температурата (при адиабатен процес и при тънки образци $k \nabla^2 T = 0$), $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \frac{\partial A_i}{\partial T} \dot{V}_i$ – енергията на термомеханичната свързаност – първият член изразява термо-еластичната свързаност, вторият термо-дефектиращата.

След опростяване, на база на следните предпоставки

1. Недеформирана геометрия;
2. Независимост на коефициента на топлопроводност от температурата.
3. Несвързана задача;
4. Липса на вътрешна продукция на енергия.

Уравнение (2.1) добива вида:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} - A_i \dot{V}_i + k \nabla^2 T, [W / m^3]. \quad (2.1a)$$

2.2 Диференциално уравнение на samozagryvane. Първи подход

При тънки лентови образци $k \nabla^2 T = 0$, уравнение (2.1a) добива вида (2.2).

$$\sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} = \rho C_p \dot{T} + A_i \dot{V}_i, [W / m^3]. \quad (2.2)$$

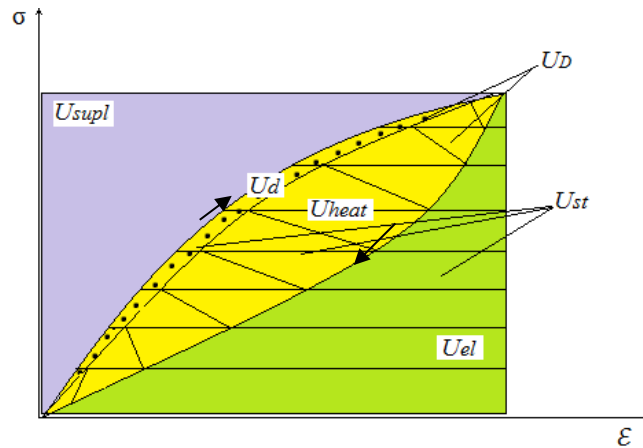
То изразява вложената механична енергия – първото събираемо от дясно представлява термичната енергия, второто събираемо изразява енергията на дефектиране.

При липса на дефектиране уравнение (2.2) добива вида

$$\sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} = \rho C_p \dot{T}. \quad (2.4)$$

Това уравнение е значително опростено и освен свързаността, което е допустимо в повечето случаи, не отчита загубите в околната среда и дефектирането, а при големи размери на образца изисква адиабатен процес.

По отношение на дефектирането, което при големи деформации не може да се пренебрегне разглеждаме фиг. 2.1, илюстрираща разпределението на енергията.



Фиг.2.1 Енергетичен баланс. Стрелките показват натоварване-разтоварване.

Вижда се, че енергията на дисипация U_D от своя страна може да се раздели на топлинна енергия U_{heat} и енергия на дефектиране U_d .

Мощността загубена за дефектиране в опростеното уравнение на топлината (2.2), може да се изрази като част от механичната мощност

$$A_i \dot{V}_i = d(t) \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}, \quad (2.5)$$

където $d(t)$ е нарастването на дефектирането с времето.

Въз основа на уравнения (2.5) и (2.2) уравнението на топлината може да се запише както следва

$$\sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = \rho C_p \dot{T} + \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} d(t). \quad (2.6)$$

Този израз е в сила за произволно напрегнато състояние. За да получим изрази за други конкретни напрегнати и деформирани състояния ще разложим тензорите на напрежението и деформацията на девиаторна и сферична (обемна) части.

За едномерния случай на чист опън имаме

$$\sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{2}{3} \sigma_{11} \dot{\epsilon}_{11} + \sigma_{11} \frac{1}{3} \dot{\epsilon}_{11} = \sigma_{11} \dot{\epsilon}_{11}. \quad (2.9)$$

Съответно за уравнението на топлината имаме

$$\sigma \dot{\epsilon} = \rho C_p \dot{T} + \sigma \dot{\epsilon} d(t), \quad (2.11)$$

За да се реши задачата за samozagryvane при дебели образци, трябва да се отчете операторът $k \nabla^2 T$. След преработка стигаме до

$$\frac{k}{\rho C_p} \nabla^2 T + \frac{\sigma(t) \dot{\epsilon}(t)(1-d(t))}{\rho C_p} = \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2.13)$$

След отчитане уравнението на Newton за охлаждане

$$k \frac{\partial T}{\partial x} + h(T - T_\infty) = 0, \quad \text{за } x=0 \text{ и } x=L, \quad (2.14)$$

получаваме

$$\sigma \dot{\epsilon} = \rho C_p \dot{T} + \sigma \dot{\epsilon} d(t) + \frac{h s}{V} (T - T_o), \quad (2.15)$$

което записано в по – удобен вид изглежда така

$$\dot{T}(t) + \frac{h}{H \rho C_p} T(t) = \frac{1-d(t)}{\rho C_p} \sigma \dot{\epsilon} + \frac{h}{H \rho C_p} T_o. \quad (2.16)$$

То е едно общо диференциално уравнение от първи ред, което може да се реши аналитично, но изразите ще са много големи и затормозяващи. Много по-бързо и лесно решението ще се получи числено с готовите оператори в средата на MathCad.

2.3 Втори подход – поциклово сумиране на дисипацията

За промяната на температурата при отчитане на дефектирането от уравнение (2.6) след интегриране по времето t имаме

$$\rho C_p \Delta T = \int_0^t \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dt - \int_0^t A_i \dot{V}_i dt. \quad (2.22)$$

От израза за мощността загубена за дефектиране (2.5) следва

$$\int_0^t A_i \dot{V}_i dt = d(t) \int_0^t \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dt, \quad (2.23)$$

където $d(t)$ е нарастването на дефектирането с времето.

При това положение за нарастването на температурата от изразите (2.22) и (2.23) получаваме

$$\Delta T(t) = \frac{1}{\rho C_p} \left[\int_0^t \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dt - d(t) \int_0^t \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dt \right] = \frac{1-d(t)}{\rho C_p} \left[\int_0^t \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dt \right]. \quad (2.24)$$

Така стоят нещата при ненамаляващо във времето натоварване. При циклиране, поради разтоварването, вложената енергия се припокрива с тази от предходния цикъл и е необходимо тя да се изчислява за всеки цикъл по отделно и след това да се сумира. Тогава вместо уравнение (2.24) за едномерния случай (опън) като отчетем (2.9) имаме

$$\Delta T(N) = \frac{1-d(N)}{\rho C_p} \left[\sum_{n=1}^N \int_{(n-1)T^*}^{nT^*} \sigma \dot{\epsilon} dt \right]. \quad (2.25)$$

където N е броят на циклите, T^* е периодът на зададеното циклиране, а $D_n = \int_{(n-1)T^*}^{nT^*} \sigma \dot{\epsilon} dt$ е

дисипираната (разсеяната) енергия за един (n -тия) цикъл. Последната е равна на площта на хистерезисната крива.

2.4 Принудителна конвекция

Ще пристъпим към намиране на решение за нарастване на температурата при циклиране с големи деформации в случая на принудителна конвекция. Трябва да намерим коефициента на топлообмен.

$$h_f = \frac{k}{H} Nu, \quad (2.27)$$

където Nu – числото на Nusselt, включващо Re числото на Reynolds, Pr на Prandtl.

$$Nu = 0.102 Re^{0.675} Pr^{1/3}, \quad (2.28)$$

Тогава за коефициента на топлообмен окончателно стигаме до израз

$$h_f = \frac{k}{H} \left[0.102 \left(\frac{vH}{\nu} \right)^{0.675} Pr^{1/3} \right], \left[\frac{W}{m^2 \deg K} \right]. \quad (2.30)$$

В това уравнение v е скоростта на заобикалящия флуид $\left[\frac{m}{s} \right]$ (въздуха), ν – кинематичният вискозитет $\left[\frac{m^2}{s} \right]$.

Съгласно първи подход ако в диференциалното уравнение (2.16) заместим уравнение (2.30) ще получим едно диференциално уравнение отчитащо принудителната конвекция

$$\dot{T}(t) + \frac{hf}{H \rho C_p} T(t) = \frac{1-d(t)}{\rho C_p} \sigma \dot{\epsilon} + \frac{hf}{H \rho C_p} T_o. \quad (2.31)$$

2.5 Нарастване на дефектирането

За определяне на дефектирането във времето при циклиране въз основа на промяната на енергията на натрупване (механичната от фиг.2.1) може да запишем

$$d(N) = \sum_{n=1}^N \left(1 - \frac{U_{n+1}}{U_n}\right), \quad (2.32)$$

където за енергиите на натрупване за n -тия и n -плюс първия (следващия) цикъл имаме

$$U_n(N) = \int_{T^*_{n-1}}^{T^*_{n-1}+T^*/2} \sigma \dot{\varepsilon} dt, \quad U_{n+1}(N) = \int_{T^*_n}^{T^*_n+T^*/2} \sigma \dot{\varepsilon} dt. \quad (2.33)$$

С гранични условия

$$\begin{aligned} T^*_{n-1} &= \pi/\omega \cdot 2(n-1); \quad T^*_{n-1} + T^*/2 = \pi/\omega \cdot (2n-1); \\ T^*_n &= \pi/\omega \cdot (2n); \quad T^*_{n+1} = \pi/\omega \cdot (2n+1). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Уравнение (2.32) може да се преобразува във функция на времето и като такава да участва във всички уравнения на топлината това става от връзките

$$t = 2\pi N/\omega, \quad (2.36)$$

$$nT^* = 2\pi n/\omega \quad \text{и} \quad (n-1)T^* = (2n-1)\pi/\omega. \quad (2.37)$$

При това положение от уравнението за дефектирането (2.32) следва

$$d(N) = N(t) - \sum_{n=1}^N \frac{U_{n+1}}{U_n}, \quad (2.38)$$

което в случай на накожена деформация може да се запише още така (виж (2.33)).

$$\sum_{n=1}^{N(t)} \left[1 - \frac{\int_{T^*_n}^{T^*_n+T^*/2} \sigma(t) \left(\frac{d}{dt} \varepsilon_{imp}(t) \right) dt}{\int_{T^*_{(n-1)}}^{T^*_{(n-1)}+T^*/2} \sigma(t) \left(\frac{d}{dt} \varepsilon_{imp}(t) \right) dt} \right] = N(t) - \sum_{n=1}^{N(t)} \frac{\int_{T^*_n}^{T^*_{(n+0.5)}} \sigma(t) \frac{d}{dt} \varepsilon_{imp}(t) dt}{\int_{T^*_{(n-1)}}^{T^*_{(n-0.5)}} \sigma(t) \frac{d}{dt} \varepsilon_{imp}(t) dt}. \quad (2.39)$$

В случая на наложени напрежения трябва да използваме допълнителната енергия, защото производната на отговора в напрежения е много сложна функция, получена след решаване на наследственото интегрално уравнение на Volterra от 2-ри род.

2.6 Приблизително решаване на уравнението на топлината за обемни образци

Тук ще дадем един приблизителен подход за решаване на по-общото уравнение на топлината (2.13), съдържащо набла оператора, т.е. ще премахнем ограничението за тънкостенност на пластината. Ще запишем уравнение (2.13) във вида

$$\dot{T} - \frac{k}{\rho C_p} \nabla^2 T = \frac{\sigma(t) \dot{\varepsilon}(t) (1-d(t))}{\rho C_p}. \quad (2.44)$$

То може да се представи още като

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = A(t); \quad A(t) = \frac{1}{\rho C_p} [\sigma(t) \dot{\varepsilon}_{imp}(t) (1-d(t))]. \quad (2.45)$$

Уравнение (2.45) представлява едномерно по координатите ЧДУ на топлината с източник на топлина $A(t)$, зависещ само от времето и нехомогенни гранични условия на Robin, дадени с урavn. (2.14). Поради факта, че тези гранични условия съдържат $\text{grad}(T)$, което значително усложнява решението, ще използваме гранични и начални условия от вида на Dirichlet

$$T(0, t) = Tg(t), \quad T(L, t) = Tg(t) \quad \text{за двете граници}, \quad (2.45a)$$

$$T(x, 0) = T_0 = 20^\circ \text{C}, \quad \text{в началния момент.} \quad (2.45b)$$

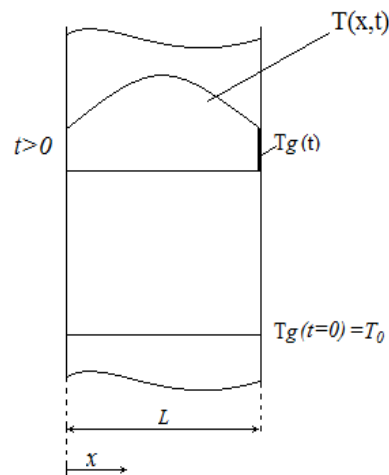
Тогава уравнение (2.45) има решение на частно диференциално уравнение и може да се представи като

$$T(x, t) = Tg(t) + V(x, t) = Tg(t) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m(t) \sin \frac{\pi m x}{L}, \quad (2.46)$$

където

$$\begin{aligned} V(x, t) &= \sum_{m=1}^{\infty} a_m(t) \phi_m(x); \\ \phi_m(x) &= \sin \frac{\pi m x}{L}; \\ \frac{da_m(t)}{dt} &= a'_m(t) = -\kappa \lambda_m a_m(t) + \frac{\int_0^L Q_1(t) \phi_m(x) dx}{\int_0^L \phi_m^2(x) dx}; \\ a_m(0) &= \frac{\int_0^L f_1(x) \phi_m(x) dx}{\int_0^L \phi_m^2(x) dx} = 0; \end{aligned}$$

В уравнение (2.46) нов параметър се явява дебелината на пластината L (фиг. 2.3).



Фиг.2.3 Разпределение на температурата в образца.

Горните гранични условия (2.45а и 2.45б на Dirichlet) не отговарят на нашите. Проблемът тук е, че не знаем промяната на температурата по границите на пластината във времето, както го изисква Dirichlet. За да излезем от това положение приемаме, че съществува тънък граничен слой по двете страни на пластината, в който слой температурата е хомогенно разпределена и не се влияе от разпределението на температурата във вътрешността.

При това положение решаваме задачата за температурата на този граничен слой отделно от общата задача (2.45) като използваме уравнение (2.16). Полученото решение по формула (2.16) ще служи за гранично условие на задачата описвана от ЧДУ (2.45).

Това е така, защото решението на (2.16), което е от вида

$$T(t) = Tg(t),$$

съвпада по същество с изискуемите условия на Dirichlet.

2.7 Експериментални резултати и сравнения

В този параграф, ще покажем решенията за нарастване на температурата при самозагряване според нашите модели при различни условия на натоварване, честота,

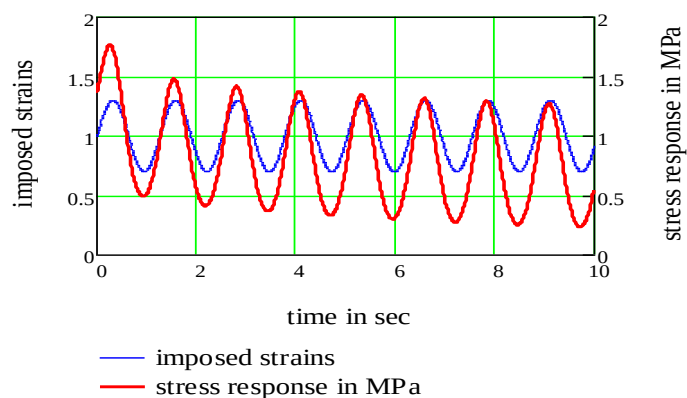
амплитуда, начално натоварване и принудителна конвекция и ще направим някои сравнения с експериментални резултати, получени на машините описани в глава 4.

2.7.1 Сравняване на резултатите по двата подхода

За целта ще приложим решенията по I подход – диференциалното уравнение на самозагряване (2.16) и по II подход – уравнението на на поциклово сумиране на дисипацията (2.25) за полиизопренов вулканизат със 70% сажди. Изчислителните процедури в софтуерната среда на MathCad, показани в приложението, изискват съвместно решение на уравненията в следния ред:

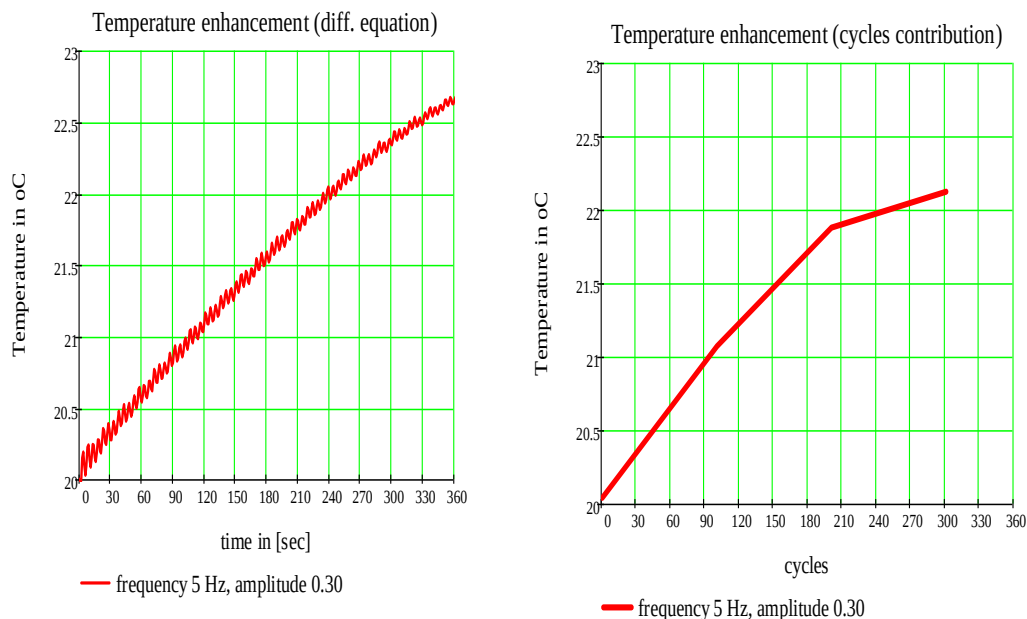
1. Определяне на параметрите на нелинейност в уравнението на Ogden (1.19);
 $\mu_1 = 0.45; \quad \mu_2 = 0.16; \quad \mu_3 = -9.62 \times 10^{-2};$
 $\alpha_1 = 0.5; \quad \alpha_2 = 0.71; \quad \alpha_3 = -9.4.$
2. Определяне параметрите на ядрото на релаксация на нелинейното наследствено уравнение (1.24) с ядро сума от сингулярни ядра при големи деформации и дъмпинг функция;
 $A_1 = 0.03; \quad a_1 = 0.19; \quad b_1 = 0.062;$
 $A_2 = 0.025; \quad a_2 = 0.7; \quad b_2 = 0.058;$
 $A_3 = 0.0096; \quad a_3 = 0.43; \quad b_3 = 0.019.$
3. Определяне на параметрите на дефектиране – уравн. (2.33);
 $a_{11} = 0.04; \quad a_{12} = 0.3; \quad a_{13} = 4 \times 10^{-9}; \quad a_{14} = 3.12.$
4. Определяне на дъмпинг функцията – уравнение (1.45);
 $C = 0.4$
5. Решение на диференциалното уравнение на самозагряване по уравн. (2.16) и сравняване на получените резултати с решението на у-нието на поциклово сумиране на дисипацията (2.25);

На фигура 2.5 са показани законът на наложените деформации и отговорът в напрежения.



Фиг.2.5 ПИ+70%сажди. Наложена деформация и отговор в напрежения.

На фигура 2.6 е показан крайният резултат, а именно нарастването на температурата поради самозагряване според двата подхода.



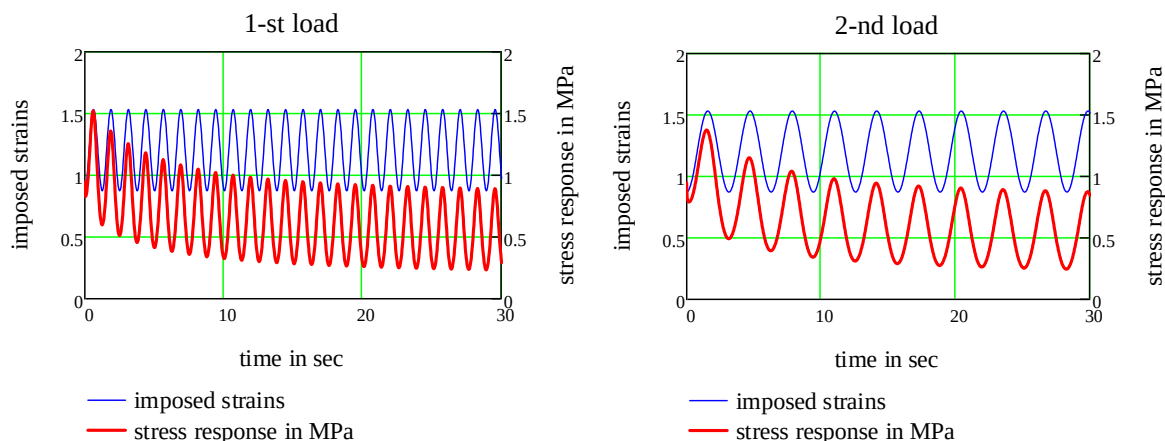
Фиг.2.6 ПИ+70%сажди. Нарастване на температурата по двата подхода.

За да се направи сравнението от горната фигура или подобни на нея, е необходимо да си припомним връзката между времето на натоварване и броя на циклите (2.36). За горния случай от (2.36) на 200 цикъла отговарят 250 секунди. При това положение от тази фигура се вижда, че резултатите по двата подхода са близки.

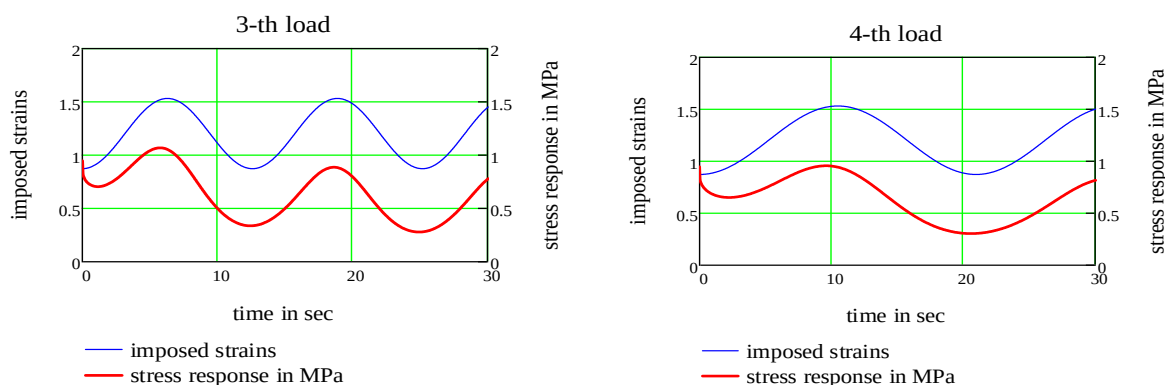
2.7.2 Влияние на честотата на натоварване

Това влияние се установява, като нарастването на температурата се сравни по един от двата подхода за определено време (брой цикли) при различни честоти. В нашия случай, след решаване на диференциалното уравнение (2.16) в интервала $0.3 \div 5$ [rad/sec] .

На фиг. 2.8 и фиг. 2.9 е показано натоварването в деформации и отговорите в напрежение за четири различни честоти.



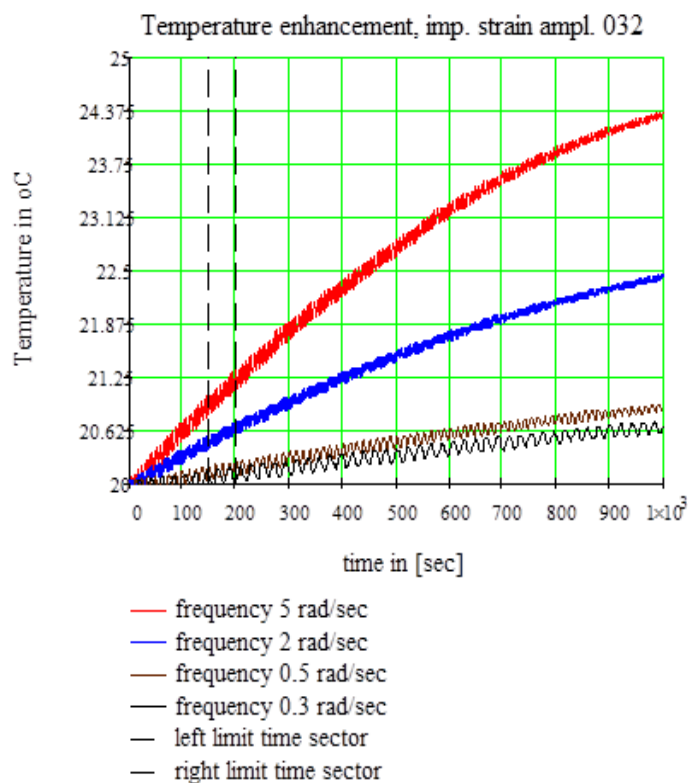
Фиг.2.8 Първите два закона на натоварване в деформации (2 различни честоти на натоварване 0.3, 0.5 [rad/sec]) и съответните отговори в напрежения [MPa].



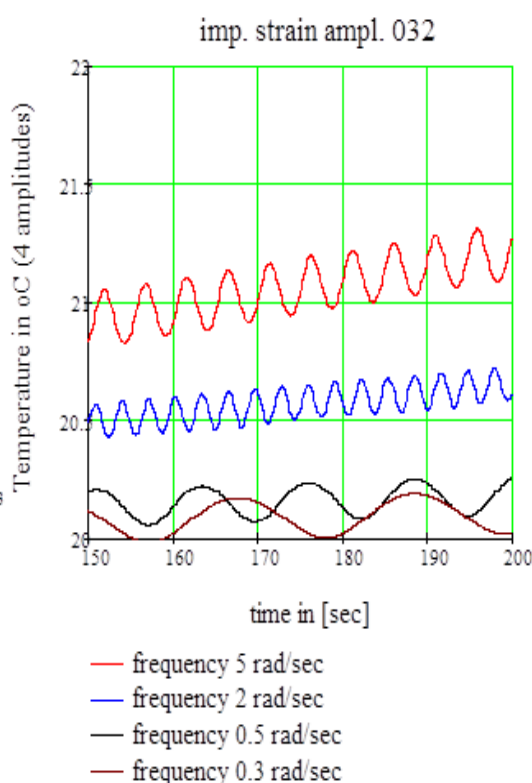
Фиг.2.9 Вторите два закона на натоварване в деформации (2 различни честоти на натоварване 2 и 5 [rad/sec]) и съответните отговори в напрежения [MPa].

Вижда се, че честотата играе съществена роля по отношение на нарастването на температурата при самозагриване. С нарастване на честотата на наложената деформация температурата на самозагриване нараства.

На фиг. 2.10 е показано нарастването на температурата при самозагриване за горните 4 случая.



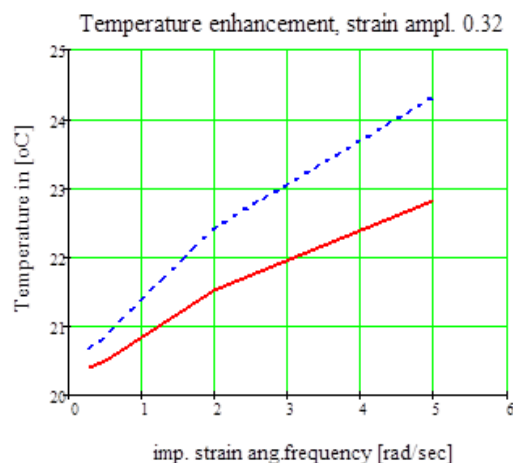
Фиг.2.10 Нарастване на температурата при самозагриване за горните 4 случая.



Фиг.2.11 Нарастване на температурата при самозагриване за посочения в предишната фиг. времеви интервал.

На фигура 2.11 е показано по – прецизно температурното покачване, като границите отбелязани в по – горната графика, като ляв и десен времеви сектор са разширени по времето.

На следващата фигура 2.12 е показано влиянието на честотата на натоварване в деформации върху нарастването на температурата при самозагриване. По абцисата е нанесена ъгловата честота в радиани за секунда. Това става, като за определено време (в нашия случай за 500 и 1000 [sec]) по формула (2.16) се изчисли нарастването на температурата за различни честоти (при нас от 0.25 до 5 [rad/sec]).

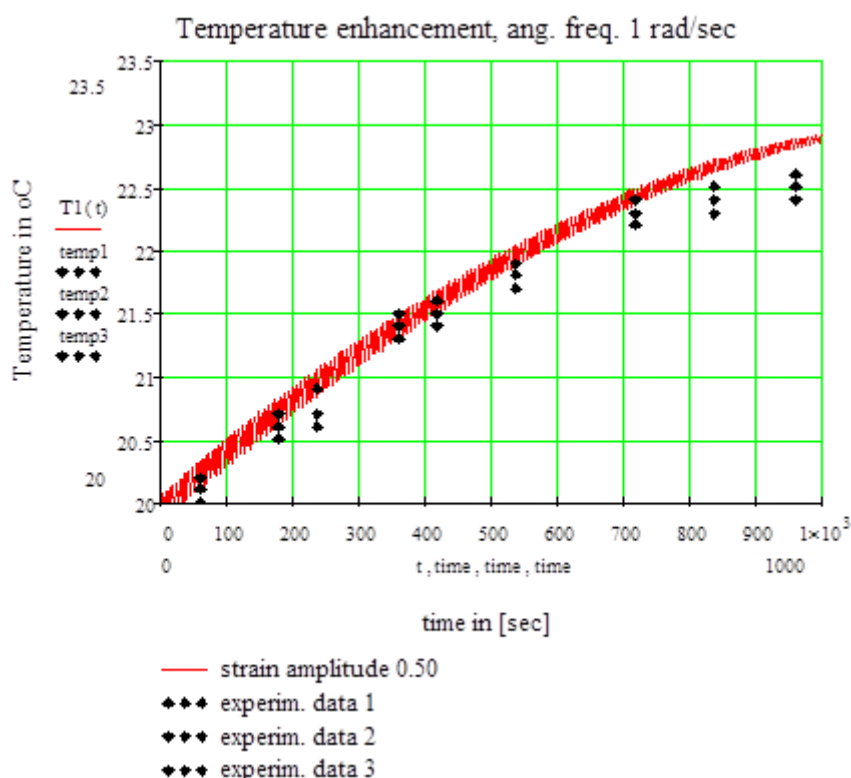


Фиг.2.12 Нарастване на температурата при самозагряване във функция на кръговата честота за 500[s]- червена линия и 1000[s]-синя прекъсната линия .

2.7.3 Влияние на амплитудата на натоварване

Аналогично са проведени изследвания за влиянието на амплитудата на натоварване върху нарастването на температурата на самозагряване. Ще дадем само крайният резултат.

На фигура 2.17 са показани теоретичната крива и с точки експерименталните резултати за БН+70%.

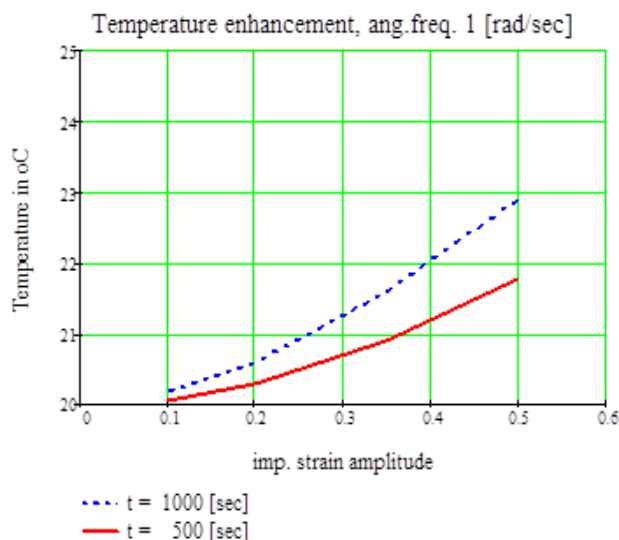


Фиг. 2.17 БН+70%. Нарастване на температурата с времето при наложена амплитуда на деформацията 0.5

Както се вижда от фигурата, корелацията между теоретичния модел и експерименталните данни е задоволителна.

На фигура 2.19 е илюстрирано нарастването на температурата във функция на амплитудата на натоварване в деформации. Това е направено като в уравнение (2.21) за определено време (в нашия случай за 500 и 1000 [sec]) и честота (в нашия случай 1

[rad/sec]) се варира амплитудата на натоварване (в нашия случай от $0.1 \div 0.5$) и се определя нарастването на температурата.



Фиг. 2.19 Нарастване на температурата с амплитудата на натоварване.

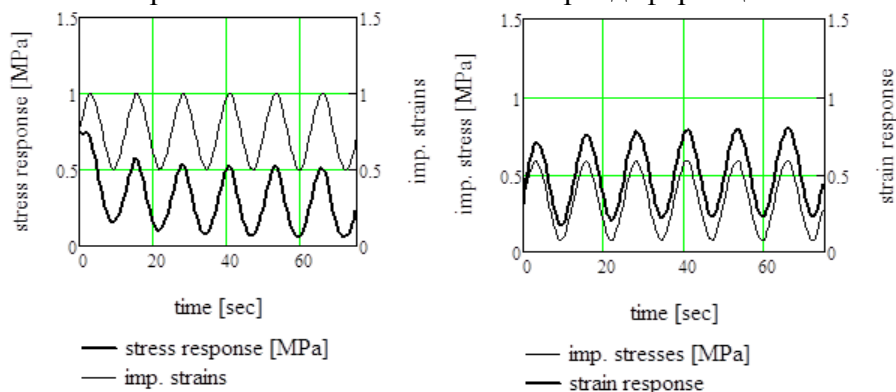
Тук може да направим следния извод. Сравнявайки резултатите от фигури (2.12) и (2.19) изразяващи нарастването на температурата при циклиране във функция на честотата и амплитудата съответно, става ясно, че влиянието на амплитудата е по – силно изразено от това на честотата. Вижда се, че кривата във втория случай (в зависимост от амплитудата) нараства експоненциално и няма тенденция към „успокояване“ както е при нарастваща кръгова честота.

2.7.4 Влияние на режима на натоварване

На следващите фигури е илюстрирано влиянието на режима на натоварване върху нарастването на температурата при циклиране. Под режим на натоварване ще имаме предвид дали са наложени деформациите или напреженията (съответните синусоидални закони). Както ще видим по – долу единият режим е „по – мек“ по отношение на деформирането от другия.

Полиизопренов вулканизат (ПИИ) + 70% сажда при ъглова честота $\omega=0.5$ [rad/sec].

На фиг. 2.20 сме илюстрирали натоварването и отговорите за двата режима. На лявата графика имаме наложени деформации и съответният отговор в напрежения, а на дясната наложени напрежения и съответният отговор в деформации.

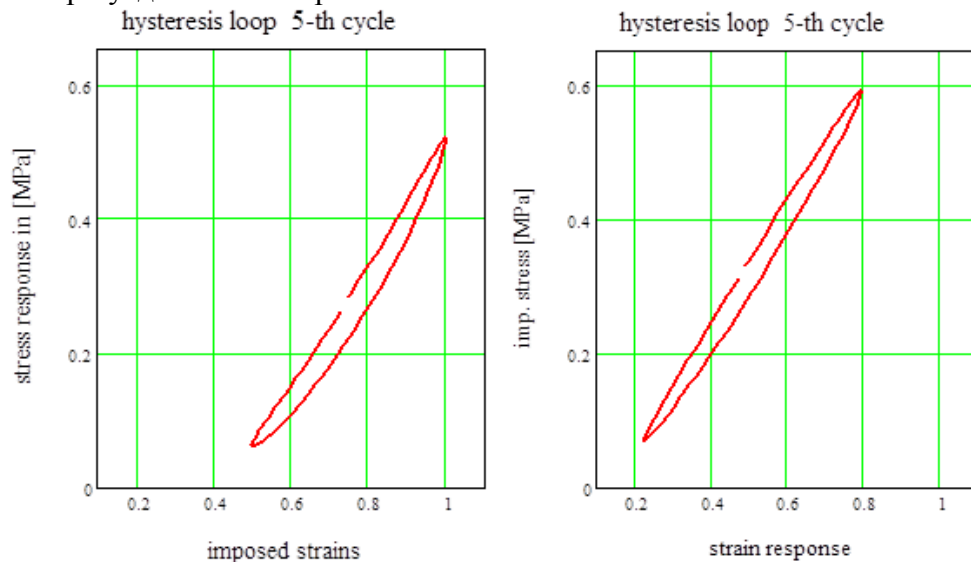


Фиг.2.20 Наложени деформации (тънки линии) и отговорите в напрежения за ПИИ + 70%.

От тези фигури може да се направи заключението, че при изследваните еластомери имаме омекотяване, т.е. амплитудата на отговорът в напрежения (при наложена деформация) намалява с времето, докато тази при отговора в деформации

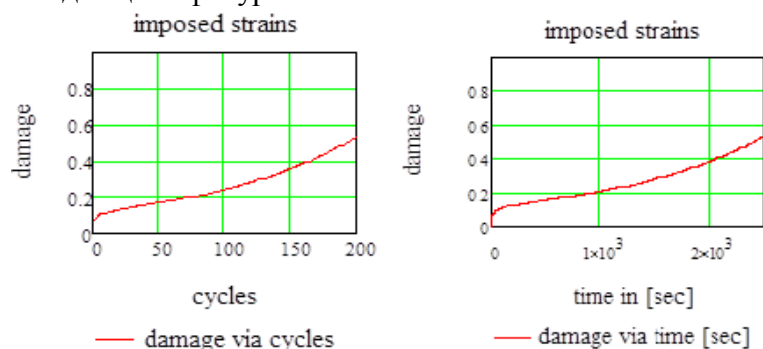
(при наложено напрежение) нараства с времето. Тази тенденция е характерна въобще за еластомерите и се наблюдава и при други експерименти.

На фиг.2.21 са показани хистерезисни криви за 5-тия цикъл за ПИ + 70% сажди. В ляво наложени деформации, в дясно наложени напрежения. Кръгова честота 0.5 [rad/sec], деформационна амплитуда 0.25, амплитуда в напрежения 0.26 [MPa] за сравняване при уеднаквена енергия.

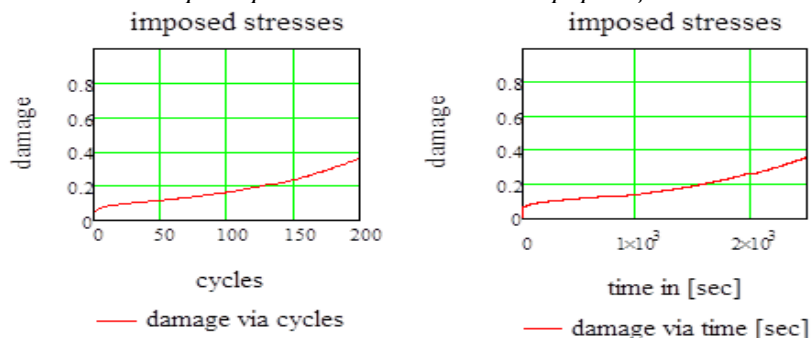


Фиг.2.21 Хистерезисни криви за 5-тия цикъл за ПИ + 70% сажди.

От тази фигура се забелязва, че площта на кривата в случая на наложени напрежения (мек режим) е малко по – голяма. При това положение може да се очаква по – голямо повишаване на температурата при samozagryvane за този случай. Това е илюстрирано на следващите фигури.



Фиг.2.22 Нарастване на дефектирането с циклите и съответно нарастване във времето за твърдия режим на наложена деформация.



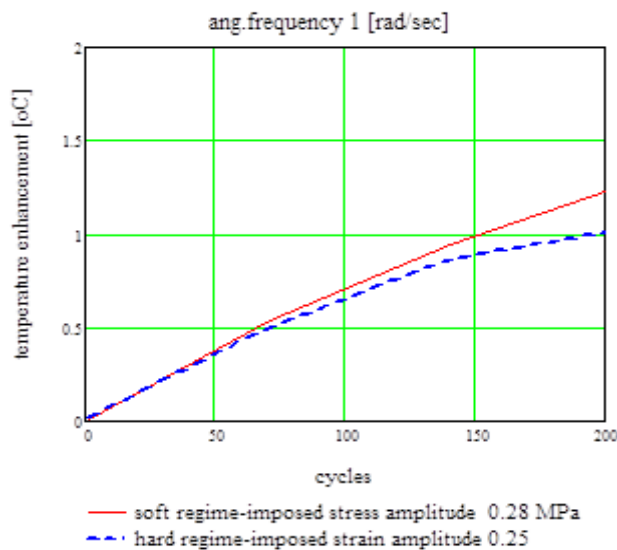
Фиг.2.23 Нарастване на дефектирането с циклите и съответно нарастване във времето за „мекия“ режим на наложено напрежение.

Както вече коментирахме енергията за самозагряване (или топлинната) е разлика между енергията на дисипация и тази на деформиране, ако не се взема предвид разсеяната енергия в околната среда. В случай на естествена конвекция действително тази енергия е незначителна.

От друга страна от горните фигури се вижда, че развитието на деформирането в случай на наложено напрежение (мек режим на натоварване) е по – ниско отколкото в случая на наложени деформации (твърд режим на натоварване). Точно заради това покачването на температурата при мекия режим е по – ясно изразено.

Аналогично е изследвано поведението на материала и при $\omega=1$ [rad/sec].

На фиг. 2.29 е сравнено нарастването на температурата за двата режима на натоварване.



Фиг.2.29 Нарастване на температурата за двата режима. Кръгова честота 1 [rad/sec]. С непрекъснатата линия „мек“ режим, с прекъснатата „твърд“ режим.

2.7.5 Влияние на началното натоварване

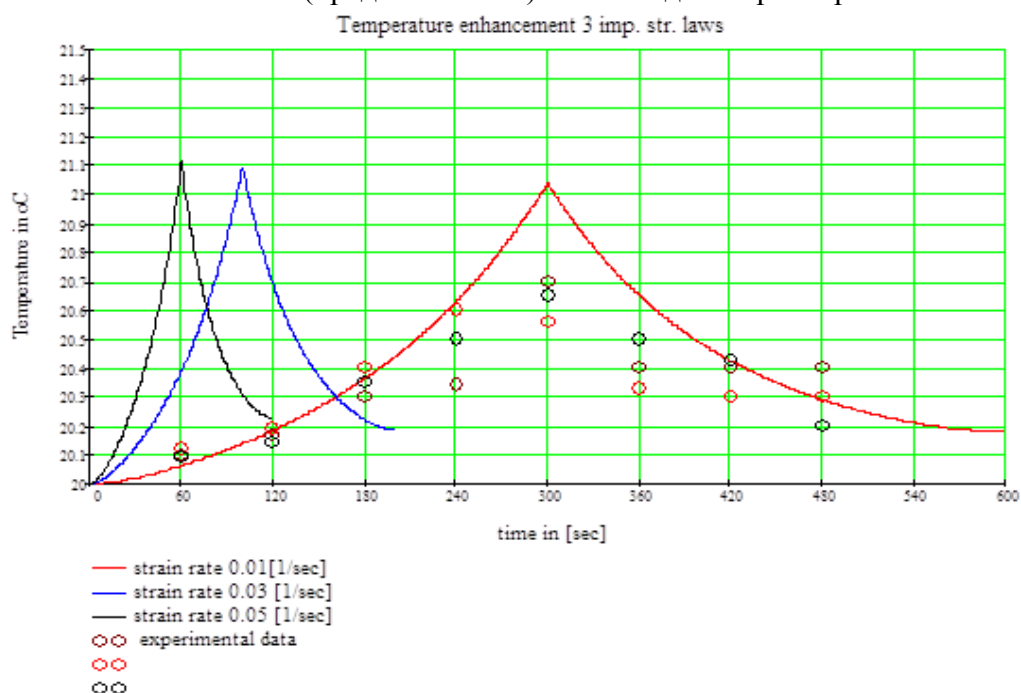
За да илюстрираме нашия модел ще изследваме влиянието на началното натоварване върху нарастването на температурата. Обикновено образецът се натоварва линейно до достигане на минималната деформация, след което се задава периодичното натоварване (циклирането). За целта ще направим следното:

1. Ще решим задачата при различно от синусоидалното натоварване, (което често се използва и от други автори);
2. Към резултата от тази задача ще добавим периодично синусоидално натоварване с цел да отчетем влиянието на началното натоварване върху покачването на температурата.

Задаваме такова натоварване с помощта на функцията на Heaviside. На фиг. 2.31 сме показали нарастването на температурата теоретично, след решаване на диференциалното уравнение (2.21) и експериментално за БН вулканизат с 40% напълване със сажиди. Максималната деформация е сравнително голяма 300%. Това е направено с цел по – лесно отчитане на температурата.

Експериментални данни имаме само за първото натоварване (с най-малката скорост на деформиране 0.01 [1/sec]). От фигурата се вижда, че експерименталните точки по-плавно се променят при прехода от натоварване към разтоварване в сравнение с резултата по предлагания в тази дисертация модел. Това се дължи на факта, че не сме отчели евентуална зависимост на коефициента на топлопроводност от температурата и

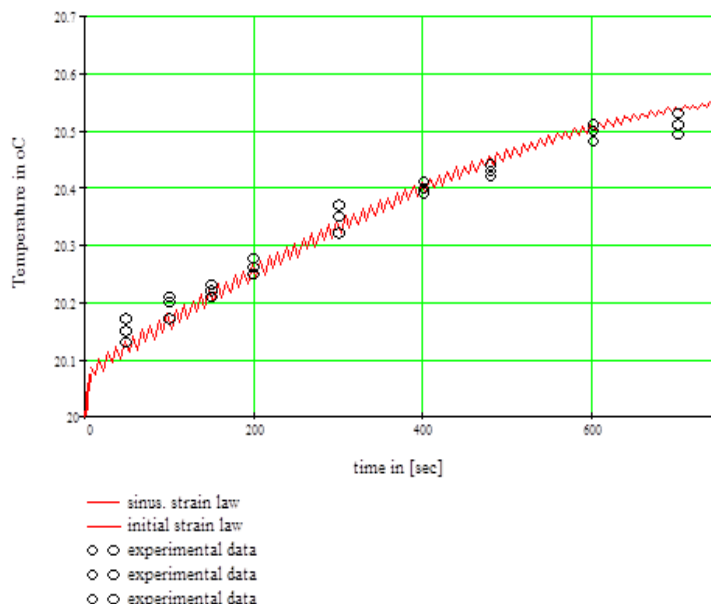
координатите. От фигурите се вижда, че деформацията е значителна и този ефект описан в началото на тази глава (преди точка 2.1) не може да се пренебрегне.



Фиг. 2.31 БН+40% сажди. Нарастване на температурата при линейно нарастване и намаляване на наложената деформация. Трите скорости на деформиране са указани под графиката. От ляво на дясно те намаляват и съответстват на отговорите в напрежения.

От горната фигура е видно, че грешката (разликата между теория и експеримент) е от порядъка на 35%. Този резултат е сравним с изводите на други автори, а именно евентуална грешка от 30%.

На фиг. 2.33 е показано нарастването на температурата с времето при циклиране с отчитане на началното натоварване с постоянна скорост.



Фиг.2.33 БН+40% сажди. Нарастване на температурата с времето при циклиране с отчитане на началното натоварване с постоянна скорост. С плътна линия - от началното линейно натоварване, с тънка линия - от циклирането.

От фиг. 2.33 може да се направи извода, че началното натоварване (линейно) до достигане на минималната амплитуда на циклиране не влияе съществено върху

покачването на температурата при samozagryvane от циклиране. Това се вижда, като се сравнят дебелата и тънка пулсираща линия на фигурата.

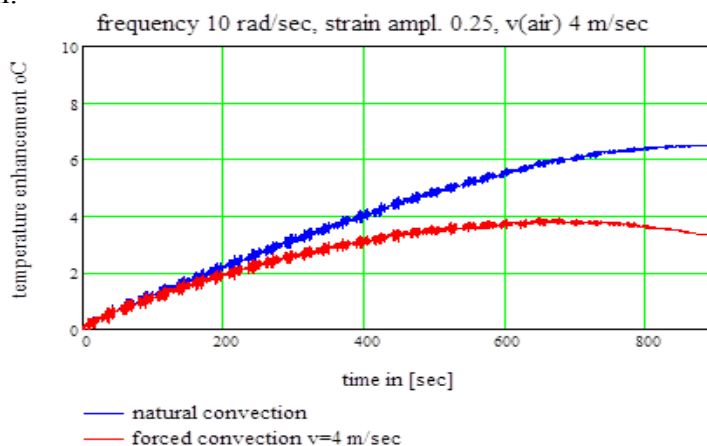
2.7.6 Принудителна конвекция

Когато околната среда (в нашия случай въздухът) е неподвижна спрямо образеца, говорим за естествена конвекция. Описва се от уравнението на Newton (2.3)

$$\frac{h s}{V} (T_s - T_\infty) \quad [W / m^3].$$

Когато околната среда е в движение спрямо обекта, говорим за принудителна конвекция. В този случай, както ще видим по – долу загубата на енергия в околната среда може да стане значителна. Това ще зависи от вида на средата, параметрите на обекта и скоростта на обдухване.

На фиг. 2.36 е показано сравнението между кривите на естествената и принудителна конвекция с отчитане на дефектирането. Вижда се, че при обдухване със скорост на въздуха 4 [m/sec], температурата сравнително бързо достига равновесие и започва да намалява, докато при естествена конвекция не се достига равновесие в този времеви диапазон.



Фиг.2.36 Нарастване на температурата при циклиране на БН+70% сажди при естествена и принудителна конвекция.

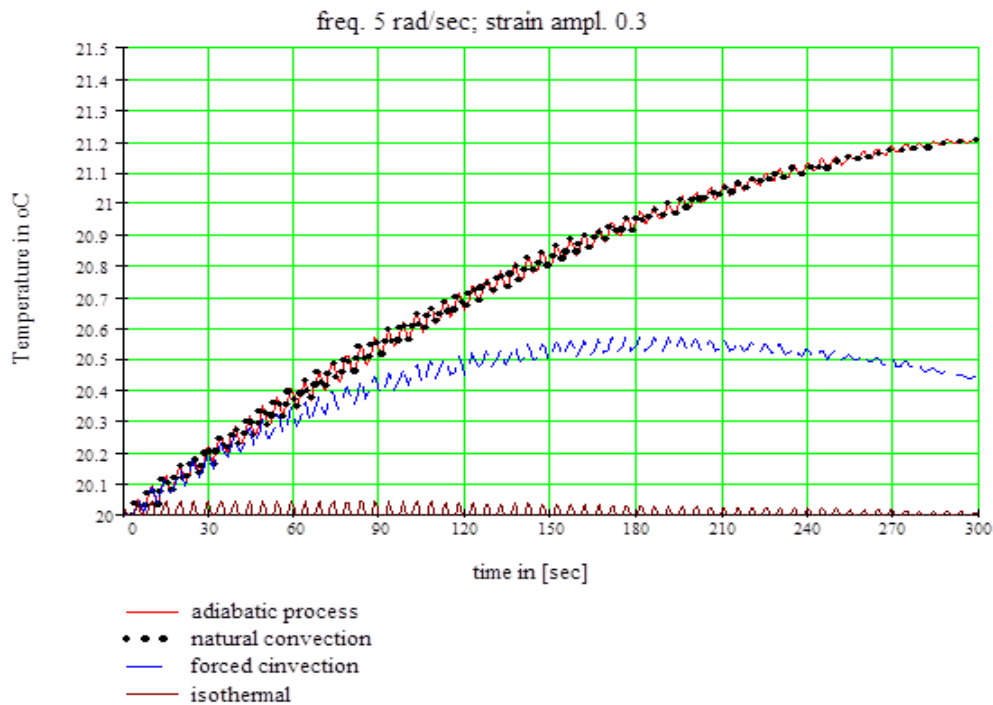
От уравнение (2.16)

$$\dot{T}(t) + \frac{h}{H\rho C_p} T(t) = \frac{1-d(t)}{\rho C_p} \sigma \dot{\varepsilon} + \frac{h}{H\rho C_p} T_o.$$

може да се получат следните частни случаи:

1. Адиабатен процес. При него коефициентът на топлообмен h и загубите в околната среда са равни на нула.
2. Изотермичен процес. При него произведената от циклирането топлина се обменя мигновено с околната среда. С други думи, коефициентът на топлообмен h и загубите в околната среда са много големи.

На фиг. 2.41 е направено сравнение между случаите на адиабатен и изотермичен процес. Както се вижда от графиката при изотермичния процес не се регистрира нарастване на температурата в пробния образец. Подобни резултати за този процес са получени и в [127].



Фиг.2.41 Сравнение между адиабатен и изотермичен процес.

На горната фигура кривата за принудителна конвекция (средната) е получена при коефициент на топлообмен $h = 492,356 \left[\frac{W}{m^2 \text{ degK}} \right]$ изчислен по уравнение (2,30) с параметри

$$k = 0.3 \left[\frac{W}{m \text{ degK}} \right]; \quad v = 10 \left[\frac{m}{s} \right]; \quad \vartheta = 1.5 \times 10^{-5} \left[\frac{m^2}{s} \right]; \quad Pr = 0,71.$$

Кривата за случай на адиабатен процес, който вече беше споменат, е получена при коефициент на топлообмен $h = 0$ т.е. загубите в околната среда равни на нула.

Кривата на изотермичен процес (най – долната) е получена при много висок коефициент на топлообмен $h = 10^4 \left[\frac{W}{m^2 \text{ degK}} \right]$, тъй като при този процес произведената от циклиране топлина се обменя мигновено с околната среда, т.е. коефициентите на топлообмен – загубите в околната среда са много големи. От фигура 2.41 може да заключим, че в този случай процесът е адиабатен, т.е. няма разлика в покачването на температурата при естествена конвекция и при адиабатния процес.

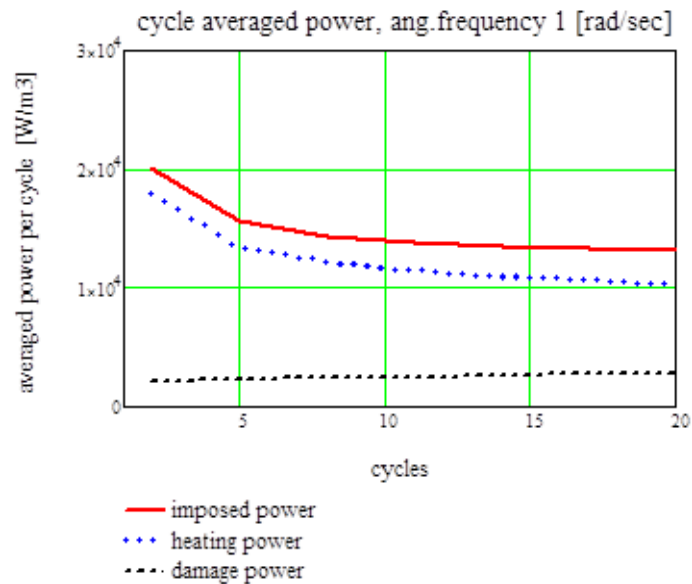
2.7.7 Сравняване на мощностите

В дисертацията е показано сравнение на вложената механична енергия и енергиите за самозагриване, дефектиране и загубата в околната среда чрез конвекция. Това става от уравнението на топлината записано във вида (2.15)

$$\sigma \dot{\varepsilon} = \rho C_p \dot{T} + \sigma \dot{\varepsilon} d(t) + \frac{h s}{V} (T - T_o).$$

След това от горното уравнение чрез осредняване по времето и по циклите сме достигнали до съответните енергии и е направен баланс на мощностите.

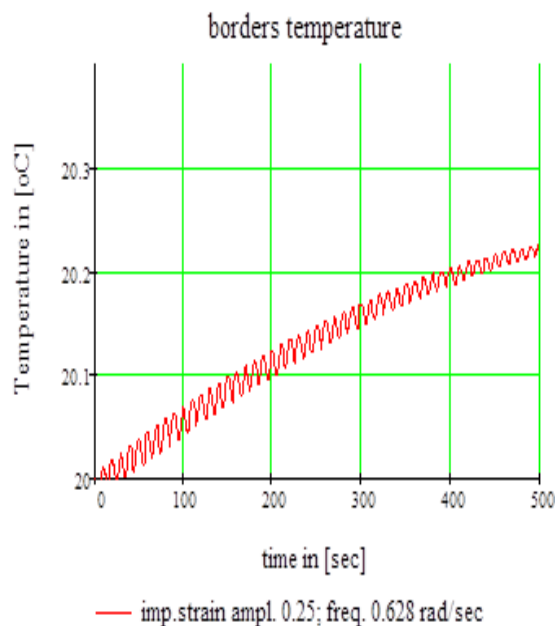
На фиг. 2.42 за БН+70% са сравнени механичната мощност, мощността за топлообразуване и мощността за дефектиране. Вижда се, че механичната мощност и мощността за топлообразуване намаляват с нарастване броя на циклите особено в самото начало на циклирането (до 5-тия цикъл), докато мощността на дефектиране запазва постоянство.



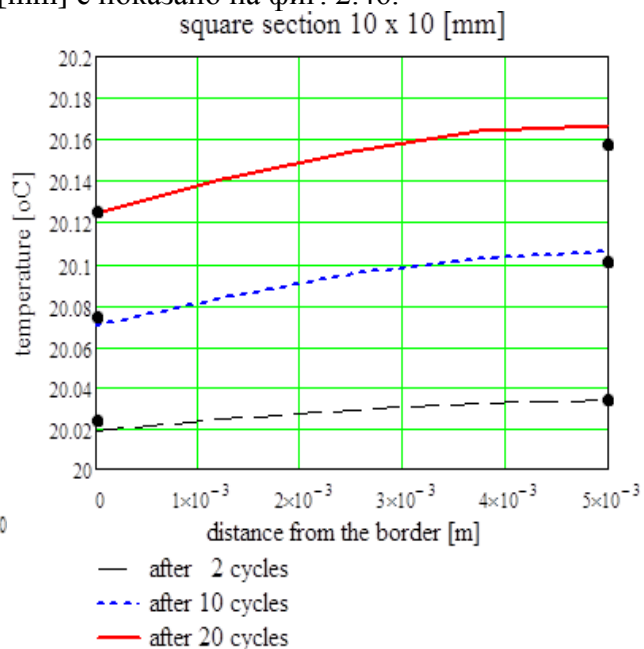
Фиг.2.42 БН+70%. Сравняване влиянието на циклите върху мощностите. Промяна на различните компоненти на мощността в уравнението на топлината с циклите (времето).

2.7.8. Решение на задачата за широки образци

На фиг. 2.45 за тънки лентови образци е дадено решението на ОДУ (2.16), което е използвано като гранично условие на ЧДУ (2.45). Решението (2.46) на ЧДУ (2.45) за квадратна пластина със сечение 10x10 [mm] е показано на фиг. 2.46.

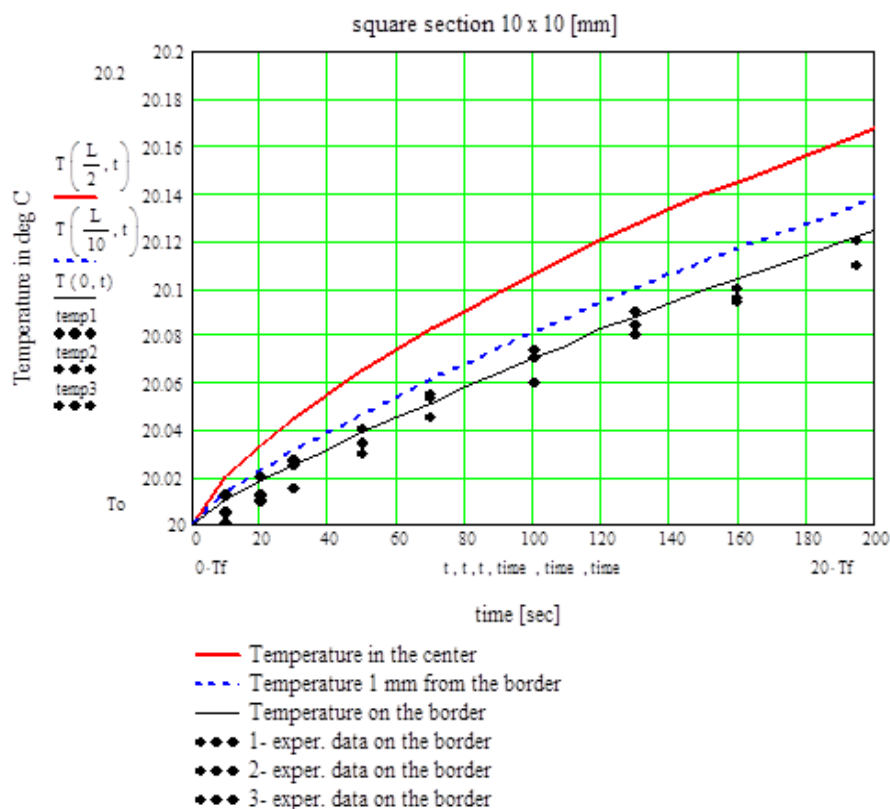


Фиг.2.45 БН+70%. Нарастване на температурата с времето



Фиг.2.46 БН+70%. Разпределение на темпер. на дистанция от външната граница при различен брой цикли.

На фигура 2.47 е показано нарастването на температурата според нашия модел в центъра на експерименталния образец, на границата и на дистанция 1 [mm] от нея. Експерименталните точки съответстват на измерените стойности на температурата на повърхността на образца с нарастване времето на циклиране.



Фиг.2.47 Нарастване на температурата във времето на различни дистанции от границата.

Аналогични резултати са получени и за ПИ със 70% (могат да се видят в дисертацията).

Заклучение от Глава 2:

Предложени са два подхода за намиране на температурата на самозагряване:

- диференциално уравнение на самозагряване
- поциклово сумиране на дисипацията

Получено е, едно ново приблизително решение на уравнението на топлината за обемни образци т.е. премахнато е ограничението за тънкостенност.

Сравнени са кривите на нарастване на температурата на самозагряване при едни и същи условия без отчитане и с отчитане на дефектитрането. Вижда се, че при големи деформации отчитането на дефектирането е от съществено значение.

Изследвани са влиянието на честотата и влиянието на амплитудата на натоварване върху нарастването на температурата на самозагряване. Установено е, че влиянието на амплитудата на натоварване е по-силно изразено от това на честотата.

Изучено е влиянието на режима на натоварване върху нарастването на температурата на самозагряване при циклиране. Получените резултати показват, че:

- за изследваните еластомери имаме омекотяване и при двата режима на натоварване;
- площта на хистерезисните криви при мек режим е по – голяма от тази при твърд режим на натоварване, което означава по – голямо повишаване на температурата на самозагряване;
- развитието на дефектиране при мек режим е по – слабо от това при твърд режим, което е причина за по – високата температура на самозагряване.

Установено е, че при принудителна конвекция дори и с малка скорост на обдухване, температурата на самозагряване нараства значително по-бавно и достига равновесна стойност доста по-рано.

3. ГЛАВА. ВЛИЯНИЕ НА ТЕМПЕРАТУРАТА ВЪРХУ ПОВЕДЕНИЕТО ПРИ ЦИКЛИРАНЕ

3.1 Термо – реологично прости материали

За изследване влиянието на температурата върху поведението при циклиране използваме температурно-времева аналогия (ТВА). За предлаганите в работата граници на температурно-времеви интервали, допускаме термореологично просто поведение на материалите (еластомерните вулканизати ПИ и БН). Това е състояние, при което дълготрайният еластичен модул не зависи от температурата. При използваната от нас наследствена теория този модул е пропорционален на интеграла

$\int_0^{\infty} K(t-\tau) d\tau$ т. е. $\int_0^{\infty} K(t-\tau) d\tau = \text{inv}T$. Това лесно може да се провери. В литературата е

показано, че за много материали ТВА е в сила и за нелинейната област на поведение. И така на базата на температурно-времева аналогия (ТВА) трансформираме интегрално времето (поради факта, че температурата е променлива във времето)

$$t_{tr}(t) = \int_0^t \frac{\tau}{a_T(\tau)} d\tau, \quad (3.1)$$

където a_T е факторът на изместване от уравнението на WLF

$$\log(a_T) = -\frac{C_1(T-T_o)}{C_2+T-T_o}, \quad \text{или} \quad a_T(T) = \exp_{(10)}\left[-\frac{C_1(T-T_o)}{C_2+T-T_o}\right]. \quad (3.2)$$

От своя страна C_1 , C_2 са експериментално определящи се константи, а T , T_o са текущата температура и тази за сравнение. Константите C_1 и C_2 се определят експериментално от опити на пълзене или релаксация при различни температури.

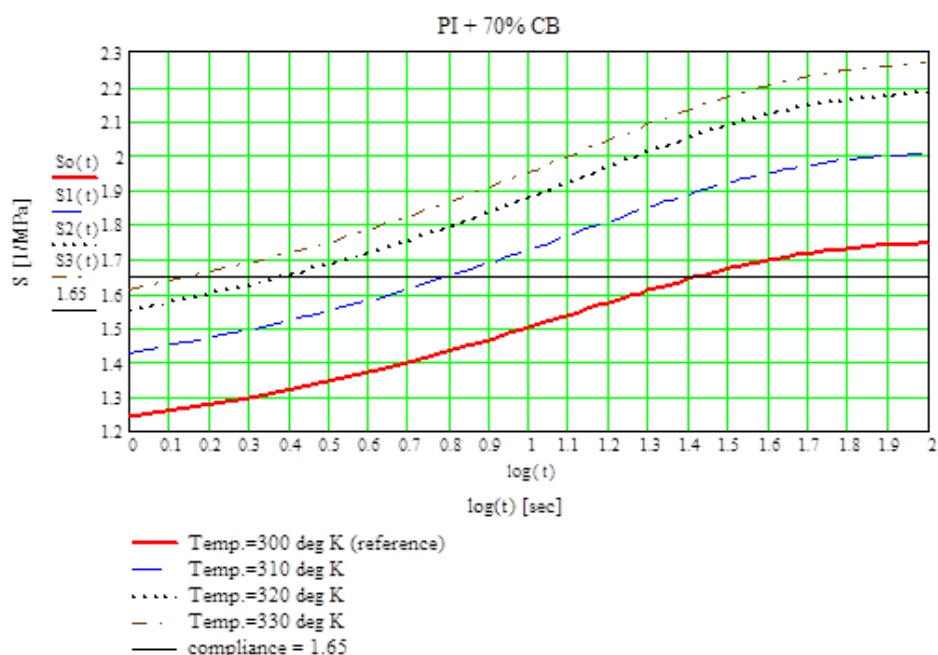
Въз основа на (3.1) и (3.2) за трансформираното (редуцирано) време получаваме

$$t_{tr}(t) = \int_0^t \frac{dt}{\exp_{(10)}\left[-\frac{C_1(T(t)-T_o)}{C_2+T(t)-T_o}\right]}. \quad (3.3)$$

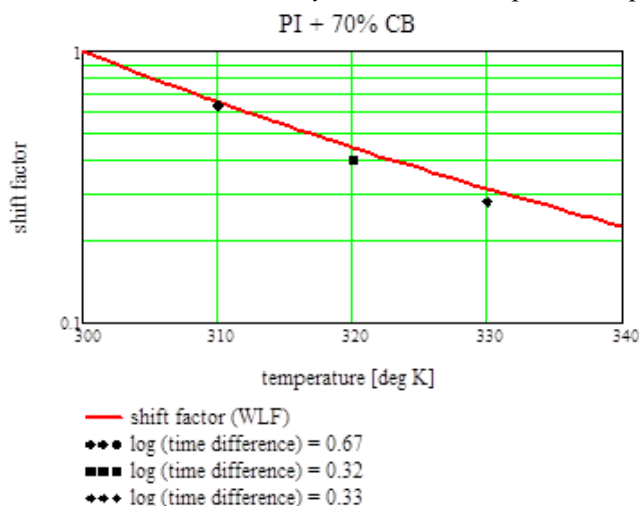
След това ползваме класическите наследствени уравнения с променена скала на времето според (3.3) за достигане до кривите на температурното нарастване, хистерезиса и т.н.

Определяне на фактора на температурна редукция

На фигура 3.1 е показана относителната податливост за ПИ вулканизат във функция на логаритъма на времето (последното в секунди) получена на базата на криви на краткотрайно пълзене при 4 различни температури: 300 – тази за сравнение, 310, 320 и 330 [K]. Не се налага вертикално приплъзване, което е индикация за термореологично прост материал. От графиката на податливостта сме отчели разликите на величините на логаритъма на фактора на температурна редукция, които са нанесени на следващата фигура 3.2. На тази фигура е показан логаритъмът от фактора на температурната редукция за ПИ вулканизат във функция на температурата, получен на базата на кривите на пълзене при горните четири температури. С плътна линия е прекарана кривата на Williams – Landel – Ferry, при което са получени нейните експериментално определящи се константи, а именно $C_1=3.64$ и $C_2=186.5$ [K].



Фиг. 3.1 Изменение на податливостта на ПИ вулканизат във времето при 4 температури.



Фиг. 3.2 Фактор на изместване получен от три времеви плъзгания (3 точки) и крива на WLF.

С помощта на горните фигури сме отчели следните параметри за уравнението на Williams – Landel – Ferry

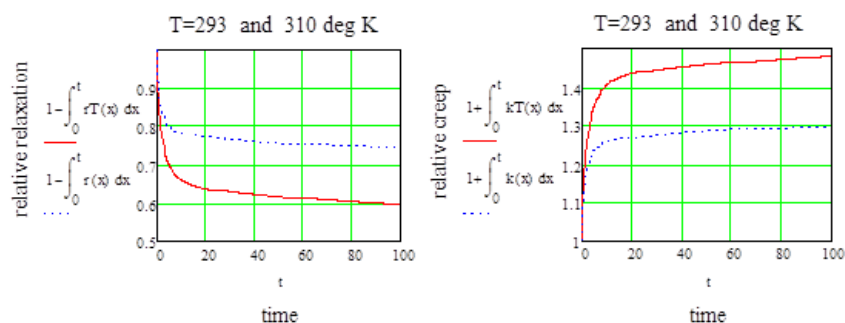
БН вулканизат: $C_1 = 3.64$; $C_2 = 186.5 [K]$; $T_{ref} = 298 [K]$;

ПИ вулканизат: $C_1 = 3.64$; $C_2 = 186.5 [K]$; $T_{ref} = 300 [K]$. (3.4)

Ясно е, че те за двата материала почти съвпадат. Освен това сме установили, че те въобще не се влияят от състава (процентното съдържание на саждите). Това е така за малкия температурен интервал, в който ние работим при самозагряване.

3.2 Влияние на температурата върху реологията и дефектирането

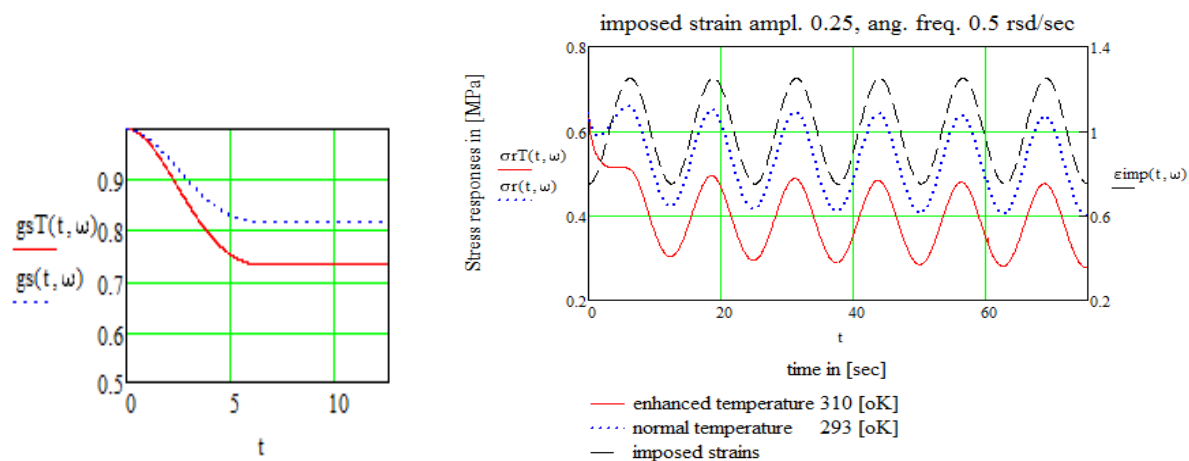
Влиянието на температурата върху реологията на изследваните еластомери е показано на фиг. 3.5.



Фиг. 3.5 БН+70%. Влияние на температурата върху релаксацията и пълзенето.

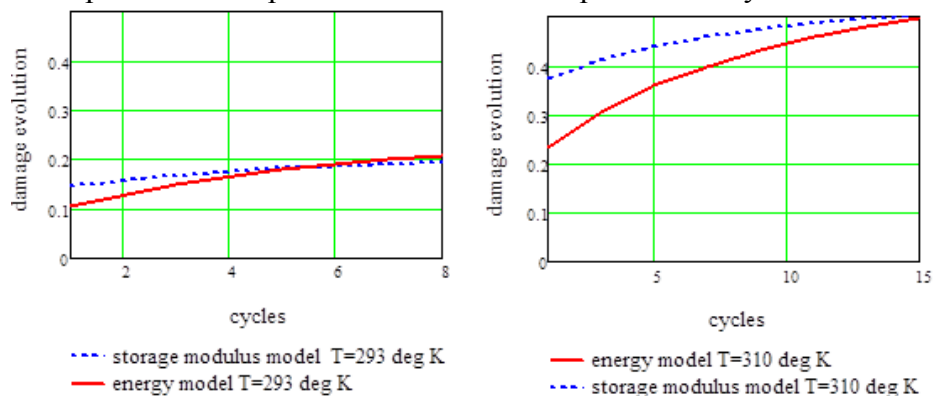
Влиянието на температурата върху реологията е отчетено с помощта на ТВА, посредством уравнения на WLF чрез интегралната трансформация на времето уравнение (3.3).

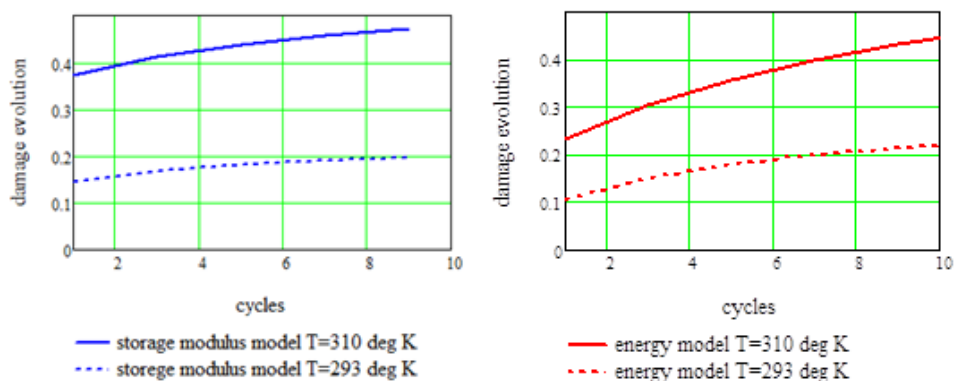
На фиг. 3.6 е показано влиянието на температурата върху дъмпинг функцията и върху отговора в напрежение при наложена деформация.



Фиг.3.6 БН+70%. Влияние на температурата отчетено с помощта на ТВА с уравнението на WLF върху дъмпинг функцията и върху отговора в напрежение при наложена деформация.

За отчитане влиянието на температурата върху дефектирането на фиг. 3.7 са сравнени двата модела енергетичният и този с модула на натрупване. От първите две графики се вижда, че двата модела дават приблизително еднакъв резултат. Относно влиянието на температурата от вторите две графики на фигурата се вижда, че и при двата модела дефектирането с повишаване на температурата нараства приблизително двукратно. С нарастване на броя на циклите това нарастване се увеличава.





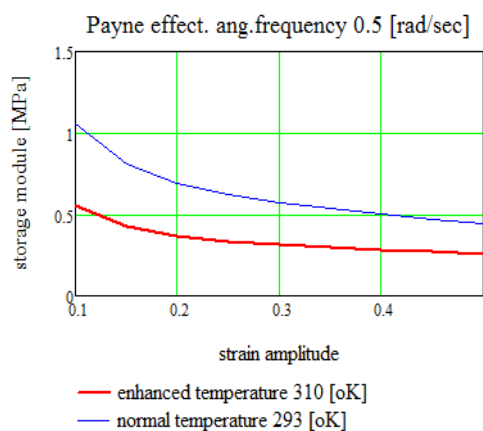
Фиг.3.7 Сравнение на двата по дхода (енергетичен – възприет от нас и чрез модула на натрупване) за отчитане на дефектирането при различни температури.

3.3 Влияние на температурата върху ефекта на Рауне

Ефектът на Рауне е амплитудно зависимо омекотяващо явление. То се характеризира с намаляване на модула на натрупване с увеличаване на амплитудата на деформацията.

За да се получи връзка между модула на натрупване и амплитудите на наложената деформация (напрежение). Развиваме съответните отговори в редове на Fourier и след сумирането на известен брой членове, стигаме до желаните отношения. Този брой зависи от температурата (при нарастването ѝ, нараства и необходимият брой членове в развитието).

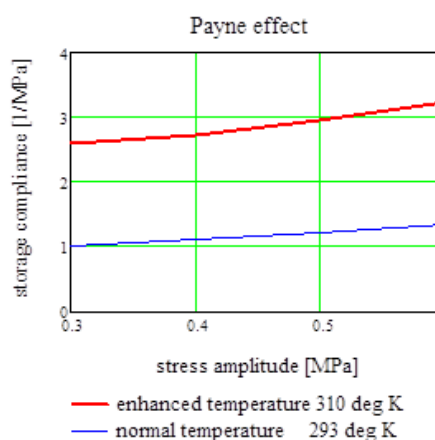
На фиг. 3.10 е илюстрирано влиянието на амплитудата на деформация върху модула на натрупване при две различни температури.



Фиг.3.10 Влияние на температурата върху ефекта на Рауне.

Очевидно е, че в случая се засилва ефекта на омекотяване на Рауне с нарастването на температурата.

На фиг. 3.12 е показана амплитудната зависимост на податливостта на съхранение и влиянието на температурата върху ефекта на Рауне. Вижда се, че с нарастване на температурата податливостта нараства.

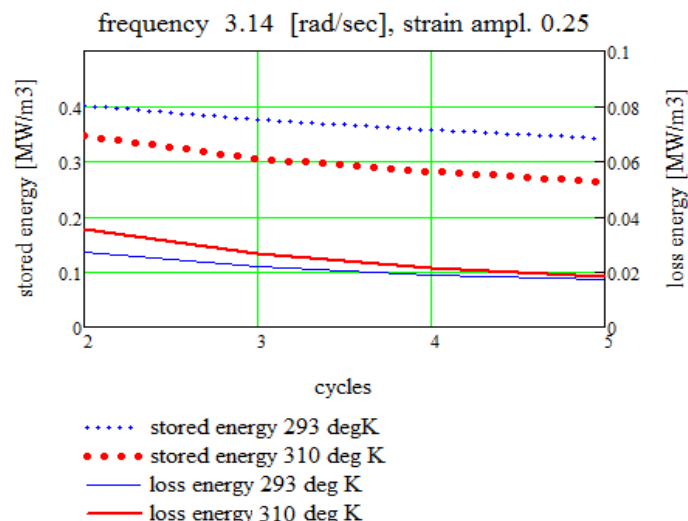


Фиг.3.12 Влияние на амплитудата на деформация и температ. върху ефекта на Рауне.

3.4 Влияние на температурата върху фактора на загубите

Както може да се очаква според литературния обзор, факторът на загубите трябва да расте с повишаване на температурата. Прилагаме ТВА и стигаме до следните интересни резултати.

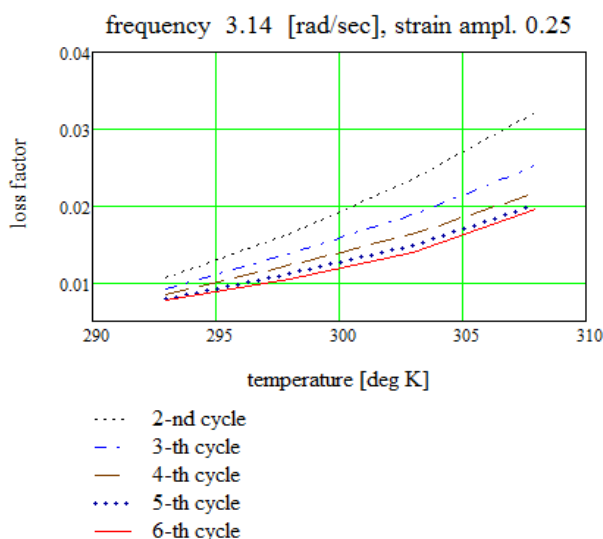
На фиг. 3.16 са показани натрупаната енергия и енергията на загубите за стайна и повишена температура във функция от броя на циклите.



Фиг.3.16 БН+70%. Натрупаната енергия и енергията на загубите в зависимост от броя на циклите при различни температури.

Натрупаната енергия и енергията на загубите намаляват с нарастването на циклите. След първите 4-5 цикъла факторът на загубата остава почти постоянен.

На фиг. 3.17 е показана зависимостта на фактора на загубите от температурата за пет поредни цикъла след вторият до шестият цикъл.



Фиг. 3.17 БН+70%. Фактор на загубите във функция на температурата след вторият до шестият цикъл.

Факторът на загубите, дефиниран като отношение на разсеяната енергия към енергията на натрупване за цикъл, респективно отношение на модула на загубите към модула на натрупване, с повишаване на температурата нараства. Тази тенденция се потвърждава и в изследванията на други автори.

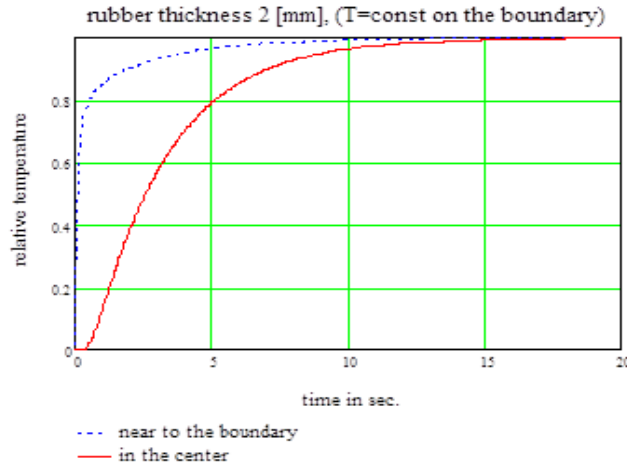
3.5 Ограничение в допускането за дебелината на образците

В този параграф си поставяме въпроса: Трябва ли да се отчита температурата по координатата на дебелината за нашите тънки лентови образци? Отговорът на този въпрос ще получим, като се възползваме от известните решения за разпределението на температурата по дебелината на лентовия образец във времето. Ще приемем, че на повърхността на материала имаме постоянна висока външна температура, която се разпространява в образца.

На база на уравнения (3.24) и (3.25) ще пресметнем нарастването на температурата във времето за две характерни разстояния – близо до повърхността на образца и в центъра на образца фиг.3.19.

$$T_1(x_1, t) = 1 - \sum_{i=1}^N \left[(-1)^{i+1} \frac{4}{(2i-1)\pi} \cos \left[\frac{(2i-1)\pi}{h} x_1 \right] \exp - \left[\frac{(2i-1)\pi}{h} \right]^2 \alpha t \right] \quad (3.24)$$

$$T_2(x_2, t) = 1 - \sum_{i=1}^N \left[(-1)^{i+1} \frac{4}{(2i-1)\pi} \cos \left[\frac{(2i-1)\pi}{h} x_2 \right] \exp - \left[\frac{(2i-1)\pi}{h} \right]^2 \alpha t \right] \quad (3.25)$$

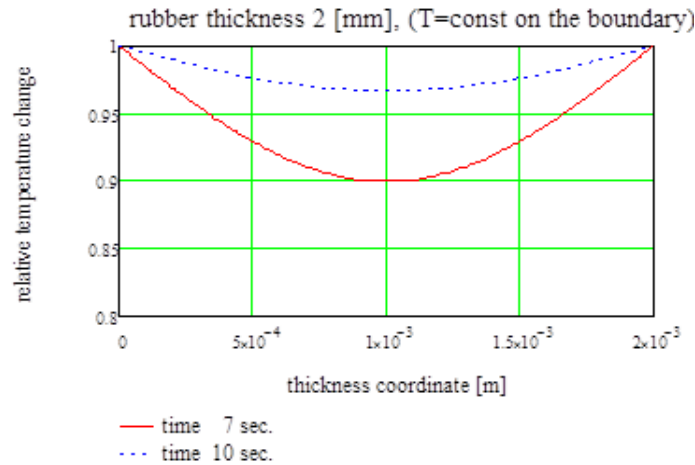


Фиг.3.19 Нарастване на температурата във времето за две характерни разстояния от центъра.

Обратно на база на уравненията (3.26) и (3.27) е пресметнато разпределението на температурата по дебелината на образца за две различни времена на отчитане – 7 и 10 [s]. Резултатът е илюстриран на фиг. 3.20.

$$T_1(x, t_1) = 1 + \frac{2}{\pi T_s} \sum_{n=1}^N \left[\frac{1}{n} [-T_s + (-1)^n T_s] \sin \left(\frac{n\pi x}{h} \right) \exp \left(-n^2 \pi^2 \alpha \frac{t_1}{h^2} \right) \right] \quad (3.26)$$

$$T_2(x, t_2) = 1 + \frac{2}{\pi T_s} \sum_{n=1}^N \left[\frac{1}{n} [-T_s + (-1)^n T_s] \sin \left(\frac{n\pi x}{h} \right) \exp \left(-n^2 \pi^2 \alpha \frac{t_2}{h^2} \right) \right] \quad (3.27)$$



Фиг. 3.20 Разпределение на температурата по дебелината на образците.

От фигурите се вижда, че при дебелина 2 [mm] за време от порядъка на един период (при нашите ъглови честоти) температурата по координатата на дебелината може да се приеме за хомогенно разпределена и набла операторът в уравнението на топлината, а оттам и във всички наши уравнения свързани със самозагряването може да се пренебрегне.

Заклучение от Глава 3:

На база на фактора на температурна редукция, чрез интегрална трансформация на времето е предсказано механичното поведение (отговорите в напрежение, съответно деформация) при нарастване на температурата.

Сравнени са двата модела за отчитане на дефектирането – енергетичен и чрез модула на натрупване при различни температури. Установено е, че с нарастване броя на циклите относителното дефектиране по двата модела се изравнява, а с нарастване на температурата и в двата случая нараства и дефектирането.

Изследван е амплитудно зависимия ефект на Рауне и факторът на загубите. Установено е, че с нарастване на температурата се засилва ефектът на омекотяване, а факторът на загубите нараства.

Установено е, че при тънките лентови образци за дебелината и условията приети от нас, температурата по координатата на дебелината може да се приеме за хомогенно разпределена и набла операторът в уравнението на топлината свързан със самозагряването може да се пренебрегне.

ГЛАВА 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ТЕХНИКА МАТЕРИАЛИ, ПРОБНИ ОБРАЗЦИ И АПАРАТУРА ЗА ПРОВЕЖДАНЕ НА ЕКСПЕРИМЕНТИТЕ

4.1. Избор на еластомерни материали

В настоящия дисертационен труд са използвани два вида еластомери.

1. *Бутадиеннитрилов каучук (БН)* – еластомер, изграден от бутадиен и акрилонитрил.
 2. *Полиизопренов каучук (ПИ)* – синтетичен аналог на естествения каучук.
- И при двата еластомерни състава са включени пълнители (сажди ПМ и ПМ).

4.2. Пробни образци

а) *Тънки лентови образци.*

- Дебелина $L=2$ [mm];
- Ширина $\delta=10$ [mm];
- Работна дължина $H=50$ [mm];

б) *Образци с квадратно сечение.* квадратно сечение размери 10x10 [mm], дължина $H=25$ [mm].

4.3 Характеристики и експерименти

Мигновени характеристики

Наследствени характеристики

Характеристики на температуро-времева суперпозиция

Температура на самозагряване

4.4 Диапазони на изменение на основните величини

4.5 Апаратура за провеждане на експериментите

За провеждане на експериментите в настоящата работа е използвана, както стандартна (заводски произведена), така и специално конструирана в катедра “Приложна механика” апаратура.

Апаратура конструирана в катедра “Приложна механика”:

❖ **Експериментална уредба за механични изпитания на материали в условия на променливи температура, натоварване и концентрация на агресивни течни и газови среди**

❖ **Устройство за циклично натоварване**

Стандартна:

❖ **Машина за якостни изпитания INSTRON mod. 1185**

❖ **Машина на "Goodrich MMC - 1"**

❖ **Релаксометър ZP400**

За измерване на температурата на повърхността на образците са използвани:

❖ **Инфрачервена термокамера FLIR P640**

Инфрачервената термокамера е с:

- зрително поле 24°/16°;
- минимален диапазон на температурно измерване (-20°C ÷ +500°C);
- температурна чувствителност (0.05÷0.1°C) при 30°C;
- детекторна матрица с минимум 640/480 пиксела;
- настройки на изображението;
- режими на измерване;
- съвместимост с различни обективи;
- памет 1 GB и софтуер за управление;

Инфрачервената термокамера е собственост на Институтът по информационни и комуникационни технологии към Българската академия на науките и беше любезно предоставена с квалифициран оператор.



Фиг.4.4 Инфрачервена термокамера FLIR P640.

❖ **Лазерен инфрачервен термограф, HG00304**

В обема на образците температурата е измерена с термометър с термодвойкова игла.

Заключение от Глава 4:

Идентификацията на техническите константи и параметрите на уравнението на големите деформации, на дефектирането, на хистерезиса, както и наследствените параметри на ядрото на релаксация и измерването на температурата са получени на стандартна апаратура.

Единствено експериментите на краткотрайно пълзене за определяне на факторът на температурна редукция са проведени на конструираната в катедра „Приложна механика“ апаратура.

Общи заключения и приноси

По отношение на научно – приложните приноси:

1. Предложено е диференциално уравнение на самозагряване при циклиране с големи деформации на тънки лентови образци. За целта е намерено решението на нелинейното наследствено уравнение при наложени деформации, което от своя страна изисква предварително определяне на параметрите на нелинейност в

уравнението на Ogden и параметрите на дъмпинг функцията. Накрая са намерени и параметрите на деформиране.

2. Предложен е втори подход за намиране на температурата на самозагряване – поциклово сумиране на дисипацията. При него се облекчават изчислителните процедури в случаите на наложени напрежения. Получените по двата подхода резултати за температурата са близки.
3. Получено е, едно ново приблизително решение на уравнението на топлината за обемни образци.
4. Влиянието на температурата от самозагряване върху наследствените уравнения и техните решения е отчетено посредством принципа на ТВА, чрез фактора на температурна редукция и интегралната трансформация на времето.
5. Решена е задачата за самозагряване при естествена и принудителна конвекция.

По отношение на приложните приноси:

6. Изследвано е влиянието на температурата от самозагряване върху дъмпинг функцията, деформирането, хармоничното разлагане, факторът на загубите.
7. Изследвани са влиянието на честотата и влиянието на амплитудата на натоварване върху нарастването на температурата на самозагряване. Получените резултати показват, че влиянието на амплитудата на натоварване е по – силно изразено от това на честотата.
8. Изучено е влиянието на режима на натоварване върху нарастването на амплитудата на самозагряване при циклиране. Получените резултати показват, че за изследваните еластомери имаме омекотяване и при двата режима на натоварване – твърд режим (наложена деформация), мек режим (наложено напрежение);

Проведените експерименти и получените от тях експериментални данни потвърждават прогнозите на предлаганите модели.

За решаване на всички поставени задачи в настоящата дисертация са разработени изчислителни програми в софтуерната среда MathCad.

ДЕКЛАРАЦИЯ

относно авторските права на представените в дисертацията резултати

1. Резултатите и сведенията дадени в Глава 1 са получени от цитираните в Библиографията изследователи.
Представеният материал се базира на техни публикации от различни научни форуми и списания, които са надлежно посочени.
2. Част от резултатите, получени в Глава 2 и Глава 3 са публикувани в статиите:
 - К. Hadjov, V. Aleksandrova, Cyclic loading of rubbers – amplitude spectrum and Payne effect, Journal of Chemical Technology and Metallurgy, Vol 52, Issue 2, pp 415-420, 2017;
 - К. Хаджов, А. Александров, Г. Халил, В. Александрова, Влияние на температура-та върху пълзенето на вулканизати в среди, Механика на машините (ISSN:0861-9727), год. XXIV, книга 1, стр. 21-26, 2016.
3. Авторските колективи, конструирали и патентовали изпитвателните машини от Глава 4, са цитирани в Библиографията.

Списък на публикациите по дисертацията

1. К. Hadjov, V. Aleksandrova, Cyclic loading of rubbers – amplitude spectrum and Payne effect, Journal of Chemical Technology and Metallurgy, Vol 52, Issue 2, pp 415-420, 2017.

2. К. Хаджов, А. Александров, Г. Халил, **В. Александрова**, Влияние на температурата върху пълзенето на вулканизати в среди, Механика на машините (ISSN:0861-9727), год. XXIV, книга 1, стр. 21-26, 2016.
3. К. Hadjov, **V. Aleksandrova**, Heat generation in rubbers by cyclic loading, Communications in Applied Analysis – An International Journal for Theory and Applications, /in press/.

Доклади:

1. Hadjov K., **Aleksandrova V.** Cyclic loading of rubbers-amplitude spectrum and Payne effect, Conference 25 Jahre Deutschsprachiger Studiengang “Chemische Verfahrenstechnik” - für eine saubere Welt, UCTM, 2016.
2. К. Хаджов, А. Александров, Г. Халил, **В. Александрова**, Влияние на температурата върху пълзенето на вулканизати в среди, „Дни на механиката във Варна“ – Национална конференция по ТММ, Варна, 2016.

Благодарности

1. Изказвам благодарност на моя научен ръководител проф. д.т.н. инж. Климент Хаджов за постановката на дисертационната тема и за проявената помощ и загриженост за реализиране на настоящият труд.
2. Изказвам благодарност на доц. д-р инж. Цоло Цолов и неговият екип за изготвянето на съставите и пробните образци, както и за съдействието за провеждането на голяма част от механичните изпитания.
3. Благодаря на инж. Станислав Гьошев от Института по Информационни и Комуникационни Технологии на БАН за оказаната помощ и съдействие.

Част от програмите по дисертацията в софтуерната среда на MathCad

Глава 2:

1. BN 70 CB, ampl. 4, fr. 1, DE, Power;
2. BN 70 CB 2 methods, Power;
3. BN 70 CB, ampl. 0.32, fr. 4, DE;
4. PI 70 CB, 2 methods comparison;
5. PI 70 CB, Stress and strain responses, fr. 0.5;
6. PI 70 CB, Stress and strain responses, fr. 1;
7. BN 40 CB, Linear strain law and sinus;
8. BN 40 CB, Linear strain law;
9. PI 70 CB, Forced convection, DE;
10. PI 10 CB, isoth., adiab., forced, DE;
11. PDE PI 70 CB;
12. PDE BN 70 CB;
13. PI 70 CB, experimental data;

Глава 3:

14. Damage via storage module and energy ampl. 0.35, fr. 5;
15. PI 10 CB, WLF determination of C_1 and C_2 ;
16. WLF rubber;
17. PI 10 CB, WLF;
18. BN 70 CB, Fourier spectrum, Temp.;
19. BN 70 CB, Payne effect, Temp.;
20. BN 70 CB, Storage module, Frequency Temp.;
21. Loss factor, Temp.;
22. Conditions to neglect nabl.