ЛИТЕРАТУРА

1. **Качанов Л. М.** Основы теории пластичности. М., «Наука», 1969.
2. **Ивлев Д. Д.** Теория идеальной пластичности. М., «Наука», 1966.
3. **Фикера Г.** Теоремы существования в теории упругости. М., «Мир», 1974.
4. **Лионс Ж.-Л.** Оптимальное управление системами, описываемыми уравнениями с частными производными. М., «Мир», 1972.

УДК 539.374

ЗАДАЧА О ЧИСТОМ СДВИГЕ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ МЕЖДУ ДВУМЯ НЕКОАКСИАЛЬНЫМИ КРУГОВЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

А. В. Резунов, А. Д. Чернышов

(*Воронеж, Винница*)

Рассматривается задача о течении вязкопластического материала между двумя некоаксиальными круговыми цилиндрами. Приближенное решение находится с помощью итерационного метода, описанного в [1, 2]. Аналитические методы решения подобных задач рассмотрены в работах [3—5]. В [6, 7] приближенное решение находится с использованием вариационных методов [8].

1. Задача решается в цилиндрической системе координат. Ось Oz направлена параллельно образующим цилиндров, контуры поперечного сечения которых задаются уравнениями $R_0 = R_0(\varphi)$, $R_1 = R_1(\varphi)$. Внешний цилиндр неподвижен, внутренний движется в положительном направлении оси Oz со скоростью v_*. В этом случае отлична от нуля лишь одна компонента скорости $v_z = v(r, \varphi)$. В рассматриваемом течении компоненты тензора скоростей деформации имеют вид

$$e_{rr} = e_{\varphi\varphi} = e_{zz} = e_{r\varphi} = 0, \quad e_{rz} = \frac{1}{2}\frac{\partial v}{\partial r}, \quad e_{\varphi z} = \frac{1}{2r}\frac{\partial v}{\partial \varphi}. \tag{1.1}$$

Связь между компонентами тензора напряжений σ_{ij} и компонентами тензора скоростей деформации e_{ij} для вязкопластической среды с условием пластичности Мизеса запишем в форме [9]

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{\sqrt{2}k}{\sqrt{e_{kl}e_{kl}}} + 2\mu\right) e_{ij} - p_1\delta_{ij}, \tag{1.2}$$

где p_1 — гидростатическое давление; k — предел текучести; μ — коэффициент вязкости. Подставляя (1.1) в (1.2), получим

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{zz} = -p_1, \ \sigma_{r\varphi} = 0, \tag{1.3}$$

$$\sigma_{rz} = \frac{k + \mu\gamma}{\gamma}\frac{\partial v}{\partial r}, \quad \sigma_{\varphi z} = \frac{k + \mu\gamma}{r\gamma}\frac{\partial v}{\partial \varphi}, \quad \gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \varphi}\right)^2}.$$

Запишем уравнения равновесия

$$\frac{\partial p_1}{\partial r} = \frac{\partial p_1}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial \sigma_{\varphi z}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_{rz}}{r} - \frac{\partial p_1}{\partial z} = 0. \tag{1.4}$$

Из (1.4) следует $\partial p_1/\partial z = p = \text{const}$. Перейдем к безразмерным величинам. Для этого отнесем напряжения к пределу текучести k, линейные размеры — к величине $h = \max\limits_{\varphi} R_0(\varphi)$, скорость — к величине v_*, перепад давления p — к величине k/h.

После подстановки (1.3) в (1.4) придем к уравнению равновесия в безразмерной форме

$$(1.5)\quad H\left(v_{rr} + \frac{v_{\varphi\varphi}}{r^2} + \frac{v_r}{r}\right) + \frac{v_{rr}v_\varphi^2 - 2v_r v_\varphi v_{r\varphi} + v_{\varphi\varphi}v_r^2 + 2v_r\frac{v_\varphi^2}{r} + v_r^3 r}{r^2\left(v_r^2 + \frac{v_\varphi^2}{r^2}\right)^{3/2}} - p = 0,$$

где $H = \mu v_*/kh$; $v_\varphi = \partial v/\partial\varphi$; $v_r = \partial v/\partial r$.

Граничные условия в рассматриваемой задаче следующие:

$$(1.6)\quad v\,|_{r=R_0(\varphi)} = 1,\quad v\,|_{r=R_1(\varphi)} = 0.$$

2. Опишем коротко сущность метода, предложенного в [1, 2], для получения приближенного решения краевой задачи (1.5), (1.6). В уравнении (1.5) от переменных r, φ перейдем к новым переменным ξ, φ с помощью преобразования

$$(2.1)\quad \varphi = \varphi,\ \xi = f(r, \varphi).$$

Предположим, что преобразование (2.1) выбрано так, что в новых переменных производными от v по φ и смешанными производными можно пренебречь по сравнению с остальными членами. Тогда для величины v получим линейное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами

$$(2.2)\quad H\left(\xi_r^2 + \frac{\xi_\varphi^2}{r^2}\right)v_{\xi\xi} + H\left(\xi_{rr} + \frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r^2} + \frac{\xi_r}{r}\right)v_\xi +$$
$$+ \frac{\xi_{rr}\xi_\varphi^2 - 2\xi_r\xi_\varphi\xi_{r\varphi} + \xi_{\varphi\varphi}\xi_r^2 + 2\xi_r\frac{\xi_\varphi^2}{r} + \xi_r^3 r}{r^2\left(\xi_r^2 + \frac{\xi_\varphi^2}{r^2}\right)^{3/2}}\operatorname{sgn}(v_\xi) - p = 0,$$

в которое φ входит как параметр. Предположим также, что преобразование (2.1) таково, что $\operatorname{sgn}(v_\xi) = 1$ и граничные условия имеют вид

$$(2.3)\quad v|_{\xi=0} = 0,\ v|_{\xi=1} = 1.$$

Решив краевую задачу (2.2), (2.3), найдем первое приближение решения $v = v^{(1)} = \mathscr{F}(\xi, \varphi)$. Подставим сюда выражение для ξ из (2.1)

$$(2.4)\quad v^{(1)} = \mathscr{F}(f(r, \varphi), \varphi) = f_1(r, \varphi).$$

Обозначив теперь в (2.4) $v^{(1)}$ через $\xi^{(1)}$, для нахождения второй итерации решаем задачу (2.2), (2.3) с заменой переменных $\varphi = \varphi$, $\xi^{(1)} = f_1(r, \varphi)$. Аналогично находим последующие итерации.

3. Применим данный метод для решения задачи (1.5), (1.6) в случае, когда $p = 0$, контуры поперечного сечения цилиндров заданы в виде

$$(3.1)\quad R_0(\varphi) = 1,\ R_1(\varphi) = -\varepsilon\cos(\varphi) + \sqrt{R^2 - \varepsilon^2\sin^2(\varphi)},$$

где ε — расстояние между осями цилиндров; R — безразмерный радиус внешнего цилиндра. В качестве нулевого приближения принималось

$$\xi^0 = \frac{r - R_0}{H} + 1 - \frac{R_1 - R_0 + H}{H \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right)} \ln\left(\frac{r}{R_0}\right). \tag{3.2}$$

Выражение (3.2) соответствует точному решению при $R_1 = \mathrm{const}$, $R_0 = \mathrm{const}$. В случае (3.1) $v(r, \varphi)$ — четная функция φ.

Поэтому достаточно найти решение в прямоугольнике $D = (0 \leqslant \xi \leqslant 1,\ 0 \leqslant \varphi \leqslant \pi)$.

Решение в i-м приближении находилось в виде таблицы

$$v^{(i)} = \{v_{kj}^{(i)},\quad 0 \leqslant k \leqslant N_0,\ 0 \leqslant j \leqslant N_1\} \tag{3.3}$$

в узлах сетки $\omega = \omega_\xi \times \omega_\varphi = \{(\xi_k, \varphi_i),\ \xi_k = kh_0,\ 0 \leqslant k \leqslant N_0,\ \varphi_i = ih_1,\ 0 \leqslant i \leqslant N_1\}$, $h_1 = \pi/N_1$, $h_0 = 1/N_0$, путем решения при фиксированных φ_i задачи (2.2), (2.3) на основе процедуры сведения ее к двум задачам Коши [10].

При фиксированных φ_i с помощью интерполяции данные таблицы (3.3) пересчитывались в значения таблицы

$$\xi^0 = \{\xi_{kj}^0,\quad 0 \leqslant k \leqslant N_0,\ 0 \leqslant j \leqslant N_1\}, \tag{3.4}$$

определенные в узлах сетки $\Omega = \Omega_0 \times \omega_\varphi = \{(v_k^{(i)}, \varphi_l),\ v_k^{(i)} = kh_0,\ 0 \leqslant k \leqslant N_0,\ \varphi_l = lh_1, 0 \leqslant l \leqslant N_1\}$, где $\Omega_0 = \{v_k^{(i)} = kh_0, k = 0, 1, \ldots, N_0, h_0 = 1/N_0\}$. Для получения последующих приближений необходимо дифференцировать решение, полученное на предыдущем шаге итерационного процесса. С этой целью решение в виде таблицы (3.4) заменялось решением в виде

$$\xi^0 = \sum_{k=0}^{M} a_k(v^{(i)}) \cos(k\varphi),\quad M \leqslant N_1. \tag{3.5}$$

Для нахождения коэффициентов $a_k(v^{(i)})$ значения таблицы (3.4) сглаживались тригонометрическими полиномами по методу наименьших квадратов по переменной φ при фиксированных значениях $v^{(i)}$ в узлах сетки Ω_0. При этом для каждого a_k в узлах этой сетки получалась таблица значений, по которой строился интерполяционный многочлен.

Наиболее устойчивая сходимость наблюдается, если M придавать последовательно значения 1, 2... и для каждого фиксированного M добиваться сходимости итерационного процесса. Часто большой эффект дает применение в узлах сетки Ω преобразования Эйткена — Стеффенсена (δ^2-преобразования) [11].

В работе ставилась также задача нахождения значений H_*, где H_* — критическое значение для H, соответствующее началу зарождения застойной зоны, в зависимости от величины ε. При $H = H_*$ в точке зарождения застойной зоны $X_* = \{r = R + \varepsilon,\ \varphi = \pi\}$ имеем $v_r^2 + v_\varphi^2/r^2 = 0$, а во всех остальных точках течения $v_r < 0$ [9]. Эти же условия должны выполняться и для приближенного решения, т. е. $v_r^{(i)}(X_*) = 0$. Тогда в точке X_* якобиан преобразования (2.1) обращается в нуль и уравнение (2.2) имеет особенность. В силу этого в методику решения вносятся некоторые изменения. В задаче (2.2), (2.3) сделаем замену переменных, обратную замене (2.1), $\varphi = \varphi$, $r = f^{-1}(\xi, r)$, получим следующую краевую задачу:

$$(3.6)\qquad v_{rr} + \left(\frac{\xi_{rr} + \dfrac{\xi_{\varphi\varphi}}{r^2} + \dfrac{\xi_r}{r}}{\xi_r^2 + \dfrac{\xi_\varphi^2}{r^2}}\xi_r - \frac{\xi_{rr}}{\xi_r}\right)v_r +$$

$$+ \frac{\xi_{rr}\xi_\varphi^2 - 2\xi_r\xi_\varphi\xi_{r\varphi} + \xi_{\varphi\varphi}\xi_r^2 + 2\xi_r\dfrac{\xi_\varphi^2}{r} + \xi_r^3 r}{Hr^2\left(\xi_r^2 + \dfrac{\xi_\varphi^2}{r^2}\right)^{5/2}}\xi_r^2 = 0,$$

$$v\,|_{r=R_0(\varphi)} = 1, \quad v\,|_{r=R_1(\varphi)} = 0.$$

Эта задача эквивалентна задаче (2.2), (2.3). Ее решаем во всех узлах сетки ω_φ, за исключением узла $\varphi = \pi$. Дифференциальное уравнение задачи (3.6) при $\varphi = \pi$ имеет вид

$$(3.7)\qquad v_{rr} + \frac{1}{r}\left(\frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r\xi_r} + 1\right)v_r - \frac{1}{Hr}\left(\frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r\xi_r} + 1\right) = 0.$$

Уравнение (1.5) при $\varphi = \pi$ имеет вид

$$H\left(v_{rr} + \frac{v_{\varphi\varphi}}{r^2} + \frac{v_r}{r}\right) - \frac{1}{r}\left(\frac{v_{\varphi\varphi}}{rv_r} + 1\right) = 0.$$

Положим, что это уравнение верно и для приближенного решения

$$H\left(\xi_{rr} + \frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r^2} + \frac{\xi_r}{r}\right) - \frac{1}{r}\left(\frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r\xi_r} + 1\right) = 0.$$

С учетом последнего уравнения преобразуем уравнение (3.7) и вместо задачи (3.6) при $\varphi = \pi$ решаем задачу

$$(3.8)\qquad v_{rr} + H\left(\xi_{rr} + \frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r^2} + \frac{\xi_r}{r}\right)v_r - \xi_{rr} - \frac{\xi_{\varphi\varphi}}{r^2} - \frac{\xi_r}{r} = 0,$$

$$v|_{r=1} = 1, \; v|_{r=R+\varepsilon} = 0.$$

Для сглаживания в этом случае используем представление приближенного решения

$$(3.9)\qquad v^{(i)}(r, \varphi) = \xi^0(r, \varphi) + \sum_{k=0}^{M} a_k(t)\cos(k\varphi),$$

где $t = [r - R_0(\varphi)]/[R_1(\varphi) - R_0(\varphi)]$, которое предварительно находим в виде таблицы в узлах равномерной сетки $\Omega_1 = \{(t_k, \varphi_i),\ t_k = kh_0,\ 0 \leqslant k \leqslant N_0,\ \varphi_i = ih_1,\ 0 \leqslant i \leqslant N_1\}$. Расчеты по схеме (3.6), (3.8), (3.9) нагляднее, но менее устойчивы, чем в ранее рассмотренном случае. Задача (3.8) не имеет особенности при $H = H_*$.

Значение H_* находим следующим образом. Выбираем некоторое H_0 такое, что $H_0 > H_*$, т. е. для $H = H_0$ всюду в области течения $\xi_r < 0$. Находим приближенное решение задачи $v(r, \varphi)$ для $H = H_0$ и, используя представление (3.9), полагаем

$$(3.10)\qquad v_r(X_*) = 0.$$

Из (3.10) находим H_1 и ищем решение задачи при $H = H_1$. При этом в качестве нулевого приближения берется решение, полученное для $H = H_0$, и так поступаем на каждой итерации.

4. Для сравнения задача (1.5) (1.6) решена также методом малого параметра. За малый параметр принимаем величину ε и решение ищем в виде

$$v = v_0(r, \varphi) + \varepsilon v_1(r, \varphi) + \ldots \tag{4.1}$$

Все величины, входящие в (1.5), (1.6), разлагаем по параметру в степенной ряд и группируем члены при одинаковых степенях ε. Граничные условия (1.6) дают следующие условия для функций v_0, v_1:

$$\left.\begin{array}{l} v_0(1, \varphi) = 1, \\ v_0(R, \varphi) = 0 \end{array}\right\}, \quad \left.\begin{array}{l} v_1(1, \varphi) = 0, \\ v_1(R, \varphi) = \dfrac{\partial v_0}{\partial r}(R, \varphi)\cos(\varphi) \end{array}\right\}.$$

Решая соответствующие краевые задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений, получаем с точностью до ε в первой степени

$$v = \frac{r-1}{H} + 1 - \left(\frac{R-1}{H} + 1\right)\frac{\ln r}{\ln R} + \varepsilon\left(c_1 r F\left(1, 1, 3, \frac{r}{E}\right) + c_2\frac{E-r}{r}\right) \times \cos(\varphi), \tag{4.2}$$

$$E = \frac{R+H-1}{\ln R}, \quad F(1, 1, 3, x) = 1 + 2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{x^k}{(k+1)(k+2)},$$

$$c_1 = \frac{(E-1)(E-R)}{(E-R)F\left(1, 1, 3, \frac{1}{E}\right) - R^2(E-1)F\left(1, 1, 3, \frac{R}{E}\right)}\frac{1}{H},$$

$$c_2 = \frac{(R-E)F\left(1, 1, 3, \frac{1}{E}\right)}{(E-R)F\left(1, 1, 3, \frac{1}{E}\right) - R^2(E-1)F\left(1, 1, 3, \frac{R}{E}\right)}\frac{1}{H}.$$

Выражение (4.2) дает приближенное решение исходной задачи. Условие возникновения застойной зоны $v_r(X_*) = 0$ приводит к уравнению для определения H_*

$$\frac{R-E}{HR} + \varepsilon\left(\frac{E}{R^2 H} - c_1 F\left(1, 1, 3, \frac{R}{E}\right) - \frac{c_1 R}{E}F'\left(1, 1, 3, \frac{R}{E}\right) + c_2\frac{E}{R^2}\right) = 0,$$

где

$$F'(1, 1, 3, x) = dF(1, 1, 3, x)/dx.$$

В табл. 1—3 приведены некоторые из полученных результатов при $R = 2$, $M = 2$—3, $N_0 = 8$, $N_1 = 12$, $h_2 = 1/64$. В табл. 1, 2 расчеты проводились для $H = 10$; v_0, v_1 — члены разложения в формуле (4.1); $v^{(1)}$ — решение, соответствующее одной итерации, без последующего сглаживания; v — предельное значение решения. В табл. 3 H_*^0, H_*^1 найдены методом малого параметра с одним и двумя членами в разложении (4.1) соответственно. При $\varepsilon = 0{,}1$ за нулевое приближение берем выражение (3.2). Затем, последовательно полагая в (3.5) M равным 1 и 2, делаем по одному разу δ^2-преобразование. Полученное решение берем за нулевое приближение для $\varepsilon = 0{,}3$ и делаем по одному δ^2-преобразованию для $M = 2$, 3.

Таблица 1

v \ $\varphi°$	0	45	90	135	180
v_0	0,45534	0,44147	0,40774	0,37369	0,35950
v_1	0,42039	0,41609	0,40774	0,40241	0,40113
$v^{(1)}$	0,41620	0,41332	0,40641	0,39959	0,39680
v	0,41608	0,41323	0,40641	0,39968	0,39692

Таблица 2

ε		$\varphi°$: 0	45	90	135	180
0,3	v_1	0,4748	0,4531	0,4174	0,4090	0,4145
	v	0,43495	0,42615	0,40535	0,38536	0,37738
0,5		0,4536	0,4385	0,4031	0,3701	0,3574
0,7		0,4722	0,4504	0,3996	0,3537	0,3369
1		—	0,467	0,391	0,326	0,305

Таблица 3

ε	0,1	0,3	0,5	0,7	1
Π_*	0,461	0,640	0,863	1,140	1,69
Π_*^0	0,386	0,386			
Π_*^1	0,472	0,777			

Полагая в найденном решении $M = 2$, берем его за нулевое приближение для $\varepsilon = 0{,}5$ и опять делаем по одному δ^2-преобразованию для $M = 2{,}3$. Аналогично получаем решение при $\varepsilon = 0{,}7$ и $\varepsilon = 1$. Так как для осуществления δ^2-преобразования необходимо предварительно выполнить две простые итерации, то для получения по вышеизложенной методике результатов, приведенных в табл. 1, 2, достаточно сделать четыре простые итерации для каждого ε.

Рассмотренный пример показывает, что итерационный метод, предложенный в [1, 2], оказывается достаточно эффективным для решения задач антиплоской деформации вязкопластнческой среды в условиях чистого сдвига для различных значений, входящих в задачу параметров.

Поступила 19 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Резунов А. В., Чернышов А. Д.** Задача о чистом сдвиге вязкопластической среды между двумя цилиндрическими поверхностями.— В кн.: Механика деформируемого твердого тела. Вып. 1. Куйбышев, изд. Куйбыш. ун-та, 1975.
2. **Чернышов А. Д.** Об одном эвристическом методе решения нелинейных задач эллиптического типа для двухсвязных областей.— ПММ, 1978, т. 42, вып. 2.
3. **Листров А. Т., Чернышов А. Д.** Об установившемся течении вязкопластической среды при нелинейной вязкости.— «Докл. АН СССР», 1964, т. 158, № 4.

4. **Мясников В. П.** Некоторые точные решения для прямолинейных движений вязкопластической среды.— ПМТФ, 1961, № 2.
5. **Соколовский В. В.** Продольное перемещение пластической массы между некруговыми цилиндрами.— ПММ, 1959, т. 23, вып. 4.
6. **Баничук И. В.** Расчет течений вязкопластической среды в трубах методом локальных вариаций.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 6.
7. **Сегал В. И., Свирид Г. П.** Исследование кинематического состояния вязкопластического течения методом конечных элементов.— ПМ, 1977, т. 13, № 8.
8. **Мосолов П. П., Мясников В. П.** Вариационные методы в теории течения вязкопластической среды.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 3.
9. **Ивлев Д. Д., Быковцев Г. И.** Теория упрочняющегося пластического тела. М., «Наука», 1971.
10. **Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З.** Численные методы анализа. М., «Наука», 1967.
11. **Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырный П. И.** Вычислительные методы. Т. 2. М., «Наука», 1977.

УДК 539.374

О ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛОВ ПРИ СЛОЖНОМ НАГРУЖЕНИИ

А. И. Имамутдинов

(*Новосибирск*)

Данная работа является продолжением работы [1]. Сравнение расчетов с имеющимися данными испытаний дает, как и в [1], удовлетворительное согласие.

Пусть ε_x, ε_y, ε_{xy} и σ_x, σ_y, τ_{xy} — компоненты тензоров деформации и напряжений в плоскости $z = \mathrm{const}$ (рассматриваем случай плоской деформации). Считая, что пластическое состояние элемента определяется только девиаторами этих тензоров, следуя [1] для определения последних, вводим векторное представление: девиаторы деформаций, напряжений и их приращений представляем в виде векторов $\mathbf{\Gamma}$, $\mathbf{T}$, $\boldsymbol{\Delta\gamma}$, $\boldsymbol{\Delta\tau}$ соответственно с полярными координатами Γ, 2Ω, . . ., $\Delta\tau$, 2φ (фиг. 1)

$$\Gamma = \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \varepsilon_{xy}^2},\ \operatorname{tg} 2\Omega = \varepsilon_{xy}/(\varepsilon_x - \varepsilon_y),$$

$$\cdots$$

$$\Delta\tau = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_x - \Delta\sigma_y}{2}\right)^2 + (\Delta\tau_{xy})^2},\quad \operatorname{tg} 2\varphi = 2\Delta\tau_{xy}/(\Delta\sigma_x - \Delta\sigma_y).$$

Вектор догрузки $\boldsymbol{\Delta\tau}$ представим суммой простого и ортогонального догружений $\boldsymbol{\Delta\tau} = \boldsymbol{\Delta\tau}' + \boldsymbol{\Delta\tau}''$. Как и в [1], будем считать, что ортогональное догружение $\boldsymbol{\Delta\tau}''(\boldsymbol{\Delta\tau}' = 0)$ вызывает приращение деформаций $\Delta\gamma_*$, которое характеризуется двумя величинами: углом $2\beta_*$ между направлением $\boldsymbol{\Delta\gamma}_*$ и вектором главного сдвига $\mathbf{\Gamma}$ и «модулем сдвига» μ_t по направлению $\boldsymbol{\Delta\tau}''$

$$\text{(1)}\qquad \boldsymbol{\Delta\tau}'' = \Delta\tau \sin 2(\vartheta - \alpha) = \mu_t \sin 2\beta_* \Delta\gamma_*\ (\vartheta - \alpha = \varphi - \Omega).$$

В отличие от [1] будем также предполагать, что и простое догружение $\Delta\tau'(\Delta\tau'' = 0)$ вызывает приращение деформаций $\boldsymbol{\Delta\gamma}'_*$, которое тоже ха-