

12. Лихачев В. А. Пластичность металлов, не связанная с дислокациями // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. «Физика прочности и пластичности металлов и сплавов», 24—26 июня 1986 г. — Куйбышев: КПИ, 1986.

г. Ленинград

Поступила 5/VIII 1986 г.,  
в окончательном варианте — 11/V 1988 г.

УДК 620.178.3 : 620.179.13

Г. А. Куриленко

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА ПРИ ЦИКЛИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ МАТЕРИАЛОВ

Термодинамический подход при определении механических характеристик материалов сам по себе не нов. Он применялся ранее [1—5], но не получил, на наш взгляд, достаточного развития в силу несовершенства используемой аппаратуры. Появившиеся в последние годы довольно совершенные приборы для неконтактного измерения температуры (тепловизоры, радиометры) позволили вернуться к этому вопросу.

В данной работе показано, что при поэтапном циклическом нагружении образца (детали) можно по изменению температуры его поверхности определить мощность тепловыделения в очаге зарождения усталостной трещины, подсчитать изменение энтропии в очаге, а затем по полученной таким образом информации предсказать предел выносливости испытанного объекта. Для измерения температуры использовалась стандартная аппаратура. Работа не выходит за рамки феноменологического подхода.

**1. Методика эксперимента.** Эксперимент проводился на двух типах образцов: тонкостенных трубчатых (рис. 1) и призматических консольных (рис. 2), изготовленных из Ст. 45; трубчатые подвергались продольным колебаниям, а призматические — изгибным по первой собственной форме на вибрационной установке «Турбо-4». Осуществлялось поэтапное циклическое нагружение образцов со ступенчато возрастающей от этапа к этапу амплитудой колебаний, начиная с напряжений, заведомо меньших предполагаемого предела выносливости, и заканчивая напряжениями, несколько превышающими его. Продолжительность нагружения на каждом этапе относительно небольшая (не более 3 % от обычно принятой базы классических испытаний при напряжениях ниже предполагаемого предела выносливости или от долговечности образца на соответствующем уровне напряжения при напряжениях выше предела выносливости). На каждом этапе нагружения развешивалось во времени температурное поле поверхности образцов с помощью тепловизора «Рубин МТ», нижний порог чувствительности которого составляет 0,1 °С. После каждого этапа нагружения образец охлаждался до исходного состояния и записывалась осциллограмма его свободных затухающих колебаний, начиная от тех амплитуд, при которых происходило нагружение. По этим осциллограммам выполнялась проверка полученных результатов известным методом внутреннего трения [6]. Режим свободных затухающих колебаний осуществлялся в специальном виброизолированном устройстве, приспособленном для измерения уровня внутреннего трения.

**2. Расчетные формулы.** Расчетная схема трубчатого образца представлена на рис. 3. Посредине образца нанесен концентратор напряжения (строго концентрическая риска глубиной 0,1 мм), для того чтобы отвод тепла при колебаниях образца осуществлялся симметрично в оба конца,

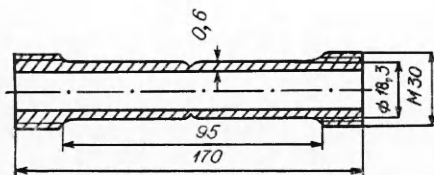


Рис. 1

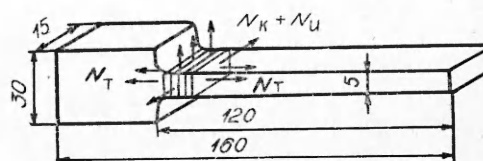


Рис. 2

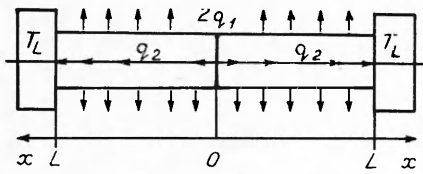


Рис. 3

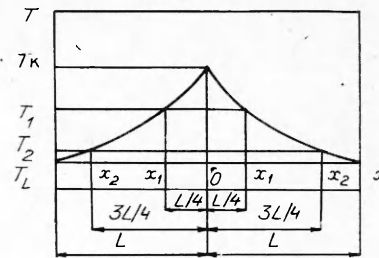


Рис. 4

на которых закреплены большие массы (их температуру  $T_L$  можно считать неизменной). Поверхности трубки обрабатывались тонким точением, а затем шлифовались, чтобы исключить случайные концентраторы напряжений. Поставим задачу: по температурному полю  $T = T(\tau, x)$  ( $\tau$  — время) при колебании образца со стационарной амплитудой напряжений  $\sigma_a$  (что соответствует каждому этапу нагружения) определить мощность  $q_1 = q_1(\tau, \sigma_a)$ , выделяющуюся в районе концентратора напряжений, и удельную мощность  $q_2 = q_2(\tau, \sigma_a)$ , выделяющуюся в остальной части образца.

Для элемента образца составим уравнение теплопроводности с учетом отдачи тепла конвекцией с поверхности элемента (излучением из-за его малости пренебрегаем):

$$(2.1) \quad \rho c_V \partial T / \partial \tau = \kappa \partial^2 T / \partial x^2 + q_2 - r(T - T_0).$$

Здесь  $\rho$ ,  $c_V$ ,  $\kappa$  — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала образца;  $T_0$  — температура окружающего воздуха;  $r = \alpha \pi D / F$  ( $\alpha$  — местный коэффициент теплоотдачи конвекцией,  $D$ ,  $F$  — наружный диаметр и площадь поперечного сечения образца). В выражении (2.1) предполагается постоянство температуры по толщине трубки вследствие ее тонкостенности.

Эксперимент показал, что после некоторого промежутка времени  $\tau_0$  на каждом этапе нагружения температурное поле образца практически стабилизируется, поэтому можно рассматривать квазистационарный процесс  $\partial T / \partial \tau \approx 0$  (при  $\tau > \tau_0$ ). В этом случае уравнение (2.1) примет вид

$$(2.2) \quad \partial^2 T / \partial x^2 - rT / \kappa = -rT_0 / \kappa - q_2 / \kappa.$$

Общее решение неоднородного уравнения (2.2)

$$T = C_1 \exp(x\sqrt{r/\kappa}) + C_2 \exp(-x\sqrt{r/\kappa}) + T_0 + q_2/r.$$

После нахождения констант интегрирования  $C_1$  и  $C_2$  из граничных условий  $\partial T / \partial x = -q_1 / (\kappa F)$  при  $x = 0$ ,  $T = T_L$  при  $x = L$  получаем закон распределения температуры вдоль оси образца:

$$(2.3) \quad T = T_L X + (T_0 + q_2/r)(1 - X) + q_1 [X \exp(\lambda L) - \exp(\lambda x)] / (F\sqrt{r\kappa})$$

$$(X = \text{ch}(\lambda x) / \text{ch}(\lambda L), \lambda = \sqrt{r/\kappa}).$$

Для призматических образцов при их изгибных колебаниях решалась следующая задача: рассчитать на каждом этапе нагружения повреждающую мощность  $N_{\text{п}}$ , выделяющуюся в предполагаемом очаге накопления усталостных повреждений, который для всех 20 испытанных образцов, как это фиксировал тепловизор, располагался в районе заделки (эта зона выделена штриховкой на рис. 2).

Расчет проводился по уравнению баланса мощностей

$$(2.4) \quad N_{\text{п}} = N - N_{\text{н}} - N_{\text{т}} - N_{\text{к}} - N_{\text{и}},$$

где  $N$  — полная мощность, рассеиваемая за счет внутреннего трения материала в очаге;  $N_{\text{н}}$  — мощность, идущая на нагрев очага;  $N_{\text{т}}$ ,  $N_{\text{к}}$ ,  $N_{\text{и}}$  — мощности, отводимые из очага соответственно за счет теплопроводности, конвекции и излучения.

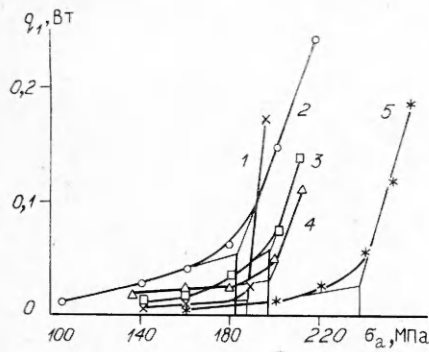


Рис. 5

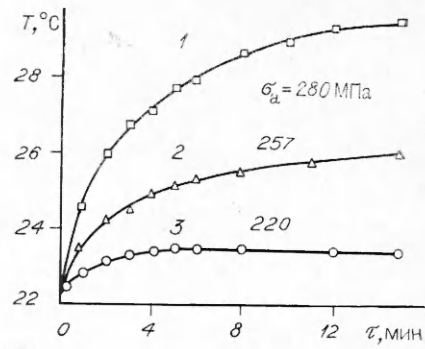


Рис. 6

Полная мощность  $N$  определялась по параметрам внутреннего трения материала  $\gamma$  и  $\beta$ , рассчитанным по осциллограммам свободных затухающих колебаний образцов, записанных после каждого этапа нагружения, по формуле [7]

$$N = \frac{\beta V E f}{2(\gamma + 3)} \left( \frac{\sigma_a}{E} \right)^{\gamma+2}$$

( $V$  — объем предполагаемого очага разрушения,  $f$  — частота колебаний образца,  $\sigma_a$  — максимальное амплитудное напряжение в очаге,  $E$  — модуль упругости первого рода материала образца). Используя известные формулы [8], по температурным полям образцов рассчитывались  $N_H$ ,  $N_{\tau}$ ,  $N_{\dots}$ ,  $N_H$ .

**3. Полученные результаты.** По описанной методике испытано 10 трубчатых образцов. На рис. 4 приведена типичная тепловая диаграмма  $T = T(x)$  вдоль оси образца, на ней четко виден внутренний источник тепла  $q_1$  в районе концентратора напряжений с температурой  $T_K$ . Такие диаграммы записывались через каждую минуту на всех этапах нагружения. Для определения  $q_1$  и  $q_2$  экспериментальные графики  $T = T(x)$  (рис. 4) были обработаны по методу наименьших квадратов [9] в предположении распределения температуры вдоль оси образца по закону (2.3). Значения  $T_K$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_L$  с графиков  $T = T(x)$  снимались в четырех точках с координатами  $x_0 = 0$ ,  $x_1 = L/4$ ,  $x_2 = 3L/4$ ,  $x_L = L$ . Параметр  $q_1$ , представляющий интерес, рассчитан с погрешностью 5% и доверительной вероятностью 0,95. Оказалось, что  $q_1$  практически не зависит от того, в какой момент времени  $\tau$  (при  $\tau > \tau_0$ ) на соответствующем этапе велся расчет, а зависит только от амплитуды циклического напряжения  $\sigma_a$ , т. е.  $q_1 = q_1(\sigma_a)$ . Расчет выполнен при  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_V = 662$  Дж/(кг·К),  $\kappa = 38$  Вт/(м·К),  $\alpha = 23,2$  Вт/(м<sup>2</sup>·К),  $D = 18,3$  мм,  $F = 33,4$  мм<sup>2</sup>,  $L = 47,5$  мм.

На рис. 5 изображены графики  $q_1 = q_1(\sigma_a)$ , построенные для пяти образцов (кривые 1—5). Все графики имеют изломы, абсциссы которых можно трактовать как индивидуальные пределы выносливости образцов. Это следует из того, что определенные таким образом пределы выносливости практически совпали с их значениями, рассчитанными другими методами (см. таблицу).

Для призматических образцов строились графики изменения температуры очага зарождения усталостной трещины в зависимости от времени на каждом этапе нагружения. На рис. 6 показаны типичные графики для одного из образцов, откуда видно, что при нагружении образцов с напряжениями, меньшими предела выносливости ( $\sigma_a < \sigma_{-1}$ ), температура очага через некоторое время после начала нагружения стабилизируется (кривая 3), при нагружении же с напряжениями, превышающими предел выносливости ( $\sigma_a > \sigma_{-1}$ ), стабилизации температуры не происходит (кривые 1 и 2). Этот результат коррелирует с проведенными ранее исследованиями (см., например, [10]) и позволяет также по кинетике температурного поля определять индивидуальный предел выносливости образца;

Номер образца	Эксперимент								
	с продольными колебаниями					с изгибными колебаниями			
	$\sigma_{-1}$ , МПа (по методу внутреннего трения)	$\sigma_{-1}^*$ , МПа (по графику $\Delta s = \Delta s(\sigma_a)$ )	$\sigma_{-1}^{**}$ , МПа (по графику $q_1 = q_1(\sigma_a)$ )	$\cdot 100, \%$		$\sigma_{-1}$ , МПа (по методу внутреннего трения)	$\sigma_{-1}^*$ , МПа (по гра- фику $\Delta s = \Delta s(\sigma_a)$ )	$\cdot 100, \%$	
				$\frac{\sigma_{-1}^* - \sigma_{-1}}{\sigma_{-1}}$	$\frac{\sigma_{-1}^{**} - \sigma_{-1}}{\sigma_{-1}}$			$\frac{\sigma_{-1}^* - \sigma_{-1}}{\sigma_{-1}}$	$\frac{\sigma_{-1}^{**} - \sigma_{-1}}{\sigma_{-1}}$
1	195	200	187	2,56	4,1	244	248	1,62	
2	180	184	182	2,22	1,11	232	243	4,73	
3	200	202	198	1	1	210	218	3,8	
4	210	218	198	3,81	5,7	268	265	1,12	
5	220	228	237	3,64	7,73	207	212	2,42	

для испытанного образца предел выносливости находится в диапазоне между  $\sigma = 220$  и  $257$  МПа (по методу внутреннего трения для этого образца  $\sigma_{-1} = 232$  МПа). Для увеличения точности определения  $\sigma_{-1}$  описанным методом следует при приближении к предполагаемому пределу выносливости образца уменьшать степень изменения нагрузки.

Далее по формуле (2.4) рассчитывалась  $N_{\Pi}$  (мощность, идущая на развитие усталостных повреждений) в различных точках кривой  $T = T(\tau)$  на всех этапах нагружения образцов. Получен важный результат: при нагружении образцов с напряжениями ниже предела выносливости ( $\sigma_a < \sigma_{-1}$ ) расчет  $N_{\Pi}$  на любом участке кривых  $T = T(\tau)$  показал, что  $N_{\Pi} \approx 0$ , при нагружении же образцов за пределом выносливости ( $\sigma_a > \sigma_{-1}$ )  $N_{\Pi} > 0$  и, что интересно, зависит только от  $\sigma_a$  и не зависит от того, в какой точке кривой выполнялся расчет, т. е.  $N_{\Pi} \approx \text{const}$ .

Постоянство  $N_{\Pi}$  на соответствующих этапах нагружения образцов за пределом выносливости (при  $\sigma_a > \sigma_{-1}$ ) дает основание считать  $N_{\Pi}$  индивидуальной характеристикой образца, что открывает перспективу прогнозирования долговечности деталей машин. Как показано в [2], повреждающая энергия  $E_{\Pi}$  не зависит от уровня напряжений в материале и является по сути характеристикой материала, поэтому, зная  $E_{\Pi}$  для данного материала и определив  $N_{\Pi}$  при уровне напряжений, отвечающих реальным условиям работы детали, нетрудно получить формулу для расчета ее долговечности:  $\tau = E_{\Pi}/N_{\Pi}$ .

**4. Энтропийный подход к определению предела выносливости.** В литературе известны попытки использования «энтропийного» подхода к описанию процесса разрушения и, в частности, процесса накопления усталостных повреждений [3, 5, 11]. Действительно, взяв выражение для приращения удельной энтропии выделенной частицы рассматриваемого тела [12]

$$(4.1) \quad ds = (c_V/T)dT,$$

проинтегрируем его при переходе частицы из состояния 1 в состояние 2:

$$(4.2) \quad \Delta s = s_1 - s_2 = c_V \ln (T_2/T_1).$$

Выражение (4.2) дает практическую возможность по приращению температуры наблюдаемой точки работающей детали фиксировать изменение удельной энтропии этой точки, а по изменению энтропии — определять предел выносливости детали. Для этого также необходимо проводить поэтапное циклическое нагружение образца (детали) с увеличивающейся от этапа к этапу амплитудой напряжения  $\sigma_a$ , на каждом этапе нагружения через определенный промежуток времени  $\Delta t$  дважды фиксировать температуру какой-либо точки детали  $T_1$  и  $T_2$ , расположенной по возможности ближе к предполагаемому очагу разрушения, по формуле (4.2) на каждом этапе рассчитывать изменение энтропии  $\Delta s$ , а затем строить график  $\Delta s = \Delta s(\sigma_a)$ , который, как показал эксперимент, имеет резко выраженный

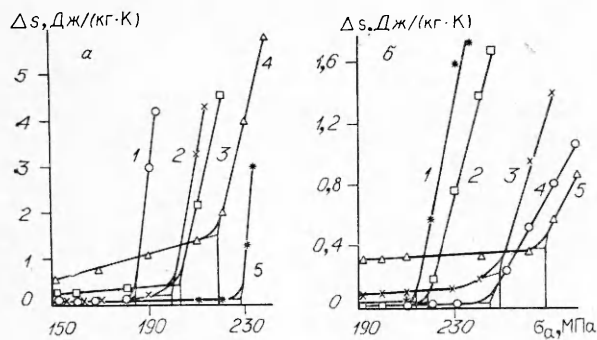


Рис. 7

возрастает; у графиков  $\Delta s = \Delta s(\sigma_a)$  более характерный излом, чем у соответствующих графиков изменения коэффициента поглощения  $\psi = \psi(\sigma_a)$ , по которым определяется  $\sigma_{-1}$  методом внутреннего трения [6], и у графиков  $q_1 = q_1(\sigma_a)$  (см. рис. 5). Это позволяет сделать вывод о том, что  $\Delta s$  — даже более чувствительный параметр происходящих в детали структурных изменений, чем такой структурно-чувствительный параметр, как  $\psi$ . Поэтому способ определения предела выносливости по изменению энтропии, который к тому же и неразрушающий, представляется весьма перспективным. Для его практической реализации достаточно следить за температурой предполагаемого очага разрушения на различных этапах нагружения с помощью стандартной аппаратуры: тепловизора или радиометра, обладающих достаточной чувствительностью для получения корректных результатов.

Изменение  $\Delta s$  можно записать в виде  $\Delta s = \Delta s_n + \Delta s_p$ , где  $\Delta s_n$  — неопасная часть  $\Delta s$ , рассеиваемая в окружающую среду,  $\Delta s_p$  — та часть  $\Delta s$ , которая идет на развитие и накопление усталостных повреждений. Очевидно, что при нагружении образцов до предела выносливости  $\Delta s = \Delta s_n$  ( $\Delta s_p = 0$ ), а за ним —  $\Delta s_p > 0$ , причем  $\Delta s_p > \Delta s_n$ , и это неравенство тем сильнее, чем на более высоком уровне напряжений происходит нагружение.

В таблице сопоставлены пределы выносливости, определенные различными способами, для пяти образцов при продольных и изгибных колебаниях. Сравнение результатов, полученных рассмотренными тепловыми методами, с результатами по методу внутреннего трения, который можно считать достаточно отработанным [6], показывает, что расхождения незначительны (максимальное 7,73 %) и что расчет по изменению энтропии дает несколько меньшие отклонения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баш В. Я. Исследование напряжений и деформаций термоэлектрическим методом. — Киев: Наук. думка, 1984.
2. Гуревич С. Е., Гаевой А. П. Методика экспериментального определения разрушающей энергии при циклическом нагружении // Завод. лаб. — 1973. — № 9.
3. Новиков И. И. Термодинамические аспекты пластического деформирования и разрушения металлов // Физико-механические и теплофизические свойства металлов. — М.: Наука, 1976.
4. Троценко В. Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. — Киев: Наук. думка, 1981.
5. Федоров В. В. Термодинамические аспекты прочности и разрушения твердых тел. — Ташкент: Фан, 1979.
6. Шпигельбурд И. Я., Куриленко Г. А., Атапин В. Г. Контроль усталостной прочности деталей машин методом внутреннего трения в производственных условиях // Рассеяние энергии при колебаниях механических систем. — Киев: Наук. думка, 1982.
7. Шпигельбурд И. Я., Куриленко Г. А., Жидков А. А. и др. Оценка повреждаемости углеродистой стали при циклических нагрузках на основе измерения температурного поля // Рассеяние энергии при колебаниях механических систем. — Киев: Наук. думка, 1985.

излом, абсцисса которого и является индивидуальным пределом выносливости испытанной детали.

Именно по такой методике были обработаны результаты описанных выше экспериментов с продольными (а) и изгибными (б) колебаниями образцов (рис. 7). Видно, что у всех образцов изменение  $\Delta s$  до предела выносливости незначительно, а после резко

8. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1959.
9. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений.— М.: Физматгиз, 1962.
10. Гликман Л. А., Тэйт В. П. К вопросу о физической природе процесса усталости металла // Некоторые вопросы усталостной прочности стали.— М.; Л.: Машигиз, 1953.
11. Киялбаев Д. А., Чудновский А. И. О разрушении деформируемых тел // ПМТФ.— 1970.— № 3.
12. Ферми Э. Термодинамика.— Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973.

г. Новосибирск

Поступила 9/II 1987 г.,  
в окончательном варианте — 10/X 1987 г.

УДК 539.3

И. П. Шацкий

### РАСТЯЖЕНИЕ ПЛАСТИНЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ ПРЯМОЛИНЕЙНЫЙ РАЗРЕЗ С ШАРНИРНО СОЕДИНЕННЫМИ КРОМКАМИ

Рассмотрим бесконечную изотропную пластину толщиной  $2h$ , содержащую прямолинейный сквозной разрез длиной  $2l$  (рис. 1). Берега разреза  $y = \pm 0$  соединены вдоль острых кромок шарнирами в одной из лицевых поверхностей  $z = sh$  ( $s = -1$  либо  $s = +1$ ). Лицевые поверхности пластины и берега разреза свободны от внешней нагрузки. Исследуем влияние разреза на напряженное состояние пластины, вызванное равномерно распределенными на бесконечности усилиями  $p = \text{const}$ .

Поскольку система несимметрична относительно срединной плоскости пластины, следует ожидать появления местного изгиба в окрестности концентратора напряжений. Поэтому упругое равновесие пластины вне разреза помимо уравнения обобщенного плоского напряженного состояния

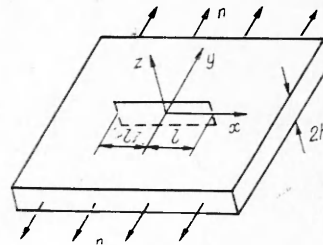


Рис. 1

$$(1) \quad \Delta \Delta \phi = 0$$

опишем и уравнением изгиба пластин в рамках теории Кирхгофа

$$(2) \quad \Delta \Delta w = 0.$$

Здесь  $\phi$  — функция Эри;  $w$  — прогиб пластины;  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  — оператор Лапласа.

Для мембранных усилий и изгибающих моментов на бесконечности потребуем выполнения условий

$$(3) \quad N_x = N_{xy} = 0, \quad N_y = p, \quad M_x = M_{xy} = M_y = 0, \quad x^2 + y^2 \rightarrow \infty.$$

Учитывая симметрию задачи относительно оси  $x$ , остановимся на вопросе о краевых условиях на разрезе.

В произвольном сечении  $x = \text{const} \in (-l, l)$  (рис. 2) кроме раскрытия разреза  $[v]$  в срединной поверхности пластины появляется и скачок угла поворота нормали  $[\vartheta_y]$ . Здесь  $\vartheta_y = \partial w/\partial y$ ,  $[f] = f(x, +0) - f(x, -0)$ . Следуя гипотезам Кирхгофа о жестком нормальном элементе, из условий непрерывности упругих перемещений на соединенных кромках получаем зависимость

$$(4) \quad [v] - sh[\vartheta_y] = 0, \quad x \in (-l, l),$$

на концах разреза

$$(5) \quad [v](\pm l) = 0, \quad [\vartheta_y](\pm l) = 0.$$

Статическая схема контакта представлена на рис. 3. Незвестную реакцию шарнира  $R$  заменяем статически эквивалентной ей системой: