

ЛИТЕРАТУРА

1. John F. Plane strain problems for a perfectly elastic material of harmonic type // Commun. Pure Applied Math.— 1960.— V. 13, N 2.
2. Черепанов Г. П. Обратные задачи плоской теории упругости // ПММ.— 1974.— Т. 38, вып. 6.
3. Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости.— М.: Наука, 1968.
4. Лурье А. И. Нелинейная теория упругости.— М.: Наука, 1980.
5. Доборджинидзе Л. Г. Плоская нелинейная задача о распределении напряжений возле отверстий // ПМ.— 1982.— Т. 13, № 9.
6. Доборджинидзе Л. Г. Комплексное представление смещений и напряжений для нелинейно-упругого материала гармонического типа // Тр. Тбилис. мат. ин-та.— 1979.— Т. 61.

Поступила 20/X 1986 г.

УДК 539.376

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ СТОХАСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

Н. Н. Попов, Ю. П. Самарин

(Куйбышев)

Структурная неоднородность материала обуславливает появление ряда механических эффектов, которые не могут быть изучены в рамках классических феноменологических теорий; один из них — эффект пограничного слоя. Суть его состоит в том, что вблизи границы тела со структурной неоднородностью имеется пограничный слой, в котором напряженно-деформированное состояние отлично от напряженно-деформированного состояния внутренних областей. На границе тела возникает концентрация напряжений, которая может достигать заметной величины. Эффект пограничного слоя для упругих тел исследован в [1—6]. В теории ползучести известны решения стохастических задач для внутренних областей, достаточно удаленных от границ тела [7—10], а влияние стохастических неоднородностей вблизи поверхности, на которой заданы краевые условия, до настоящего времени не изучено.

В данной работе рассматривается краевая задача о напряженном состоянии случайно-неоднородной полуплоскости в условиях ползучести. Установлено, что существует узкий пограничный слой, в котором флуктуации напряжений могут быть намного больше, чем в глубине полуплоскости. Приводится пример оценки надежности стохастически неоднородной пластины по критерию разрушения за счет выбросов напряжений.

1. Пусть к границе стохастически неоднородной полуплоскости $x_2 \geq 0$, находящейся в условиях плоского напряженного состояния, приложены нагрузки

$$(1.1) \quad \sigma_{22}|_{x_2=0} = \sigma_{22}^0 = \text{const}, \quad \sigma_{12}|_{x_2=0} = 0,$$

а напряжение σ_{11} удовлетворяет условию макроскопической однородности $\langle \sigma_{11} \rangle = \sigma_{11}^0 = \text{const}$, которое соответствует приложению при $x_1 = \pm h_x$ где h достаточно велико, постоянных по x_2 напряжений σ_{11}^0 .

Решается нелинейная краевая задача ползучести с уравнением состояния типа теории течения в стохастической форме [7]

$$(1.2) \quad \sigma_{ij,j} = 0, \quad \Lambda_{ij}\Lambda_{kl}\epsilon_{jh,il} = 0, \\ \epsilon_{ij} = cs^n(\sigma_{ij} - (1/3)\delta_{ij}\sigma_{mm})[1 + \alpha U(x_1, x_2)]$$

с краевыми условиями (1.1) (все индексы принимают значения 1 и 2). Здесь ϵ_{ij} — компоненты тензора деформаций; Λ_{jk} — единичный антисимметричный псевдотензор; s — интенсивность напряжений; c, n — постоянные материала; $U(x_1, x_2)$ — случайная функция, описывающая флуктуации механических свойств материала ($\langle U \rangle = 0$, $\langle U^2 \rangle = 1$); α — число, играющее роль коэффициента вариации механических свойств;

δ_{ij} — символ Кронекера. По повторяющимся индексам производится суммирование от 1 до 2.

Тензор напряжений σ_{ij} с учетом (1.1) может быть представлен в виде суммы двух слагаемых

$$(1.3) \quad \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^*, \langle \sigma_{ij} \rangle = \sigma_{ij}^0, \langle \sigma_{ij}^* \rangle = 0$$

(σ_{ij}^* — флуктуации напряжений).

В [7] нелинейная задача ползучести (1.1), (1.2) была линеаризована относительно флуктуаций

$$(1.4) \quad \sigma_{ij,j}^* = 0,$$

$$\begin{aligned} & \sigma_{11,22}^* (2 + k_1 p_1) + \sigma_{22,22}^* (-1 + k_1 p_2) + \sigma_{11,11}^* (-1 + k_2 p_1) + \\ & + \sigma_{22,11}^* (2 + k_2 p_2) - 6\sigma_{12,12}^* = -\alpha (U_{,22} p_1 + U_{,11} p_2), \\ & k_i = n p_i / (2s^{02}), p_1 = 2\sigma_{11}^0 - \sigma_{22}^0, p_2 = 2\sigma_{22}^0 - \sigma_{11}^0, \\ & s^{02} = \sigma_{11}^{02} + \sigma_{22}^{02} - \sigma_{11}^0 \sigma_{22}^0. \end{aligned}$$

Краевые условия для системы (1.4) с учетом (1.1), (1.3) имеют вид

$$(1.5) \quad \sigma_{22}^*|_{x_2=0} = 0, \sigma_{12}^*|_{x_2=0} = 0.$$

Пусть однородная функция $U(x_1, x_2)$, описывающая стохастические свойства материала, почти периодическая и быстро осциллирует [1]:

$$U = \sum_{k=1}^{\infty} A^{(k)} \cos [\omega (\beta_1^{(k)} x_1 + \beta_2^{(k)} x_2) + \varphi^{(k)}],$$

где ω — большой параметр, имеющий размерность, обратную длине; $\beta_i^{(k)}$ — безразмерные величины порядка единицы; $A^{(k)}$, $\varphi^{(k)}$ — случайные величины, обладающие свойствами: $\varphi^{(k)}$ имеет равномерное распределение в интервале $(0; 2\pi)$, $\langle A^{(k)} \rangle = 0$, $\langle A^{(k)} A^{(l)} \rangle = 0$ ($k \neq l$), $\langle \varphi^{(k)} \varphi^{(l)} \rangle = 0$ ($k \neq l$), $\langle A^{(k)} \varphi^{(l)} \rangle = 0$. Если дополнительно предположить, что все $A^{(k)}$ одинаково распределены с конечной дисперсией, то, согласно центральной предельной теореме, случайную функцию U можно считать распределенной по нормальному закону.

Для удобства выкладок целесообразно перейти к комплексным функциям

$$(1.6) \quad U = \sum_{k=1}^{\infty} B^{(k)} \exp [i\omega (\beta_1^{(k)} x_1 + \beta_2^{(k)} x_2)] (B^{(k)} = A^{(k)} \exp (i\varphi^{(k)})).$$

Решение системы (1.4) представим как

$$(1.7) \quad \sigma_{ij}^* = \sum_{k=1}^{\infty} (v_{ij}^{(k)} + w_{ij}^{(k)}).$$

Здесь $v_{ij}^{(k)}$ — частное решение системы (1.4), полученное при замене функции U k -м членом разложения (1.6); $w_{ij}^{(k)}$ — решение однородной системы, соответствующей (1.4), удовлетворяющее условиям $w_{22}^{(k)} = -v_{22}^{(k)}$, $w_{12}^{(k)} = -v_{12}^{(k)}$ при $x_2 = 0$. В дальнейшем там, где это не приводит к недоразумениям, верхний индекс k будет опускаться. Функции v_{kl} можно искать в виде

$$(1.8) \quad v_{kl} = f_{kl} \exp [i\omega (\beta_1 x_1 + \beta_2 x_2)], f_{kl} = \text{const.}$$

После подстановки (1.8) в (1.4) для нахождения f_{kl} получается система алгебраических уравнений, из которой следует

$$(1.9) \quad f_{kl} = 2\alpha s^{02} \frac{B (\beta_k \beta_l - \delta_{kl} \beta^2) (p_1 \beta_2^2 + p_2 \beta_1^2)}{4s^{02} \beta^4 + n (p_1 \beta_2^2 + p_2 \beta_1^2)^2} (\beta^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2).$$

Ряд $\sum_{k=1}^{\infty} v_{ij}^{(k)}$ задает решение вдали от границы полуплоскости без учета краевого эффекта. Функции w_{ij} имеют характер пограничного слоя: они быстро затухают по мере удаления от границы полуплоскости. Запишем их в форме

$$(1.10) \quad w_{ij} = g_{ij}(x_2) \exp(i\omega\beta_1 x_1),$$

где функции $g_{ij}(x_2)$ удовлетворяют системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$(1.11) \quad \begin{aligned} i\omega\beta_1 g_{11} + g_{12,2} &= 0, \quad i\omega\beta_1 g_{12} + g_{22,2} = 0, \\ g_{11,22}(2 + k_1 p_1) + g_{22,22}(-1 + k_1 p_2) - \omega^2 \beta_1^2 g_{11}(-1 + k_2 p_1) - \\ &- \omega^2 \beta_1^2 g_{22}(2 + k_2 p_2) - 6i\omega\beta_1 g_{12,2} = 0 \end{aligned}$$

с краевыми условиями

$$(1.12) \quad g_{22}|_{x_2=0} = -f_{22}, \quad g_{12}|_{x_2=0} = -f_{12}.$$

Система (1.11) получена подстановкой (1.10) в однородную систему, соответствующую (1.4).

Решение системы (1.11) при $\sigma_{11}^0 \neq \sigma_{22}^0$ запишем как

$$g_{ij} = \sum_{s=1}^4 C_s X_{ij}^s \exp(r_s x_2).$$

Здесь C_s — произвольные постоянные; X_{ij}^s — координаты собственного вектора, соответствующего корню r_s характеристического уравнения, которое можно привести к биквадратному

$$(1.13) \quad (2 + k_1 p_1) r^4 - 2\omega^2 \beta_1^2 (2 + k_1 p_2) r^2 + \omega^4 \beta_1^4 (2 + k_2 p_2) = 0.$$

Из четырех корней (1.13) у двух положительные действительные части. Так как при $x_2 \rightarrow \infty$ краевой эффект должен затухать, две постоянные, отвечающие этим корням, равны нулю. Для нахождения двух других констант применяются краевые условия (1.12).

2. Пусть, в частности, $\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = \sigma^0$. Тогда корнями характеристического уравнения (1.13) будут $r_1 = r_2 = -\omega\beta_1$, $r_3 = r_4 = \omega\beta_1$. Решение системы (1.11), бесконечно малое при $x_2 \rightarrow \infty$, найденное способом неопределенных коэффициентов, имеет вид

$$(2.1) \quad \begin{aligned} g_{11} &= (-iC_1 + iC_2 - iC_2 \omega\beta_1 x_2) \exp(-\omega\beta_1 x_2), \\ g_{12} &= (C_1 + C_2 \omega\beta_1 x_2) \exp(-\omega\beta_1 x_2), \\ g_{22} &= (iC_1 + iC_2 + iC_2 \omega\beta_1 x_2) \exp(-\omega\beta_1 x_2). \end{aligned}$$

Используя краевые условия (1.12) и выражение (1.9), найдем постоянные интегрирования:

$$(2.2) \quad C_1 = -2\alpha\sigma^0 \frac{B\beta_1\beta_2}{(4+n)\beta^2}, \quad C_2 = 2\alpha\sigma^0 \frac{B(\beta_1\beta_2 - i\beta_1^2)}{(4+n)\beta^2}.$$

Подставляя выражения (1.8)–(1.10), (2.1), (2.2) в (1.7), решение краевой задачи (1.4), (1.5) представим в форме

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^* &= \frac{2\alpha\sigma^0}{(4+n)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tilde{B}^{(k)} \exp(i\omega\tilde{\beta}_1^{(k)} x_1)}{\beta^{(k)2}} \{ -\beta_2^{(k)2} \exp(i\omega\beta_2^{(k)} x_2) + \\ &+ [\beta^{(k)2} + 2\beta_1^{(k)}\beta_2^{(k)}i - \omega\beta_1^{(k)2} x_2 (\beta_1^{(k)} + \beta_2^{(k)}i)] \exp(-\omega\beta_1^{(k)} x_2) \}, \\ \sigma_{22}^* &= \frac{2\alpha\sigma^0}{(4+n)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tilde{B}^{(k)} \exp(i\omega\tilde{\beta}_1^{(k)} x_1) \tilde{\beta}_1^{(k)2}}{\beta^{(k)2}} \times \\ &\times \{ -\exp(i\omega\beta_2^{(k)} x_2) + [1 + \omega x_2 (\beta_1^{(k)} + \beta_2^{(k)}i)] \exp(-\omega\beta_1^{(k)} x_2) \}, \end{aligned}$$

$$\sigma_{12}^* = \frac{2\alpha\sigma^0}{(4+n)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{B^{(k)} \exp(i\omega\beta_1^{(k)}x_1) \beta_1^{(k)}}{\beta^{(k)2}} \times \\ \times \{ \beta_2^{(k)} \exp(i\omega\beta_2^{(k)}x_2) + [-\beta_2^{(k)} + \omega\beta_1^{(k)}x_2(-\beta_1^{(k)}i + \beta_2^{(k)})] \exp(-\omega\beta_1^{(k)}x_2) \}.$$

Дисперсии случайного поля напряжений $D_{ij} = \langle |\sigma_{ij}^*|^2 \rangle$ вычисляются при условии, что все значения $\beta_i^{(k)}$ равны единице. При этом случайное поле U , заданное разложением (1.6), можно считать приблизительно изотропным [1]. С учетом условий, наложенных на случайные величины $A^{(k)}$, $\varphi^{(k)}$ и $\langle U^2 \rangle = 1$, дисперсии случайного поля напряжений выражаются следующим образом:

$$(2.3) \quad D_{11}(x_2) = \frac{2\alpha^2\sigma^{02}}{(4+n)^2} \{ (5 - 6\omega x_2 + 2\omega^2 x_2^2) \exp(-2\omega x_2) - \\ - 2[(1 - \omega x_2) \cos \omega x_2 + (2 - \omega x_2) \sin \omega x_2] \exp(-\omega x_2) + 1 \}, \\ D_{22}(x_2) = \frac{2\alpha^2\sigma^{02}}{(4+n)^2} \{ (2\omega^2 x_2^2 + 2\omega x_2 + 1) \exp(-2\omega x_2) - \\ - 2[(1 + \omega x_2) \cos \omega x_2 + \omega x_2 \sin \omega x_2] \exp(-\omega x_2) + 1 \}, \\ D_{12}(x_2) = \frac{2\alpha^2\sigma^{02}}{(4+n)^2} \{ (2\omega^2 x_2^2 - 2\omega x_2 + 1) \exp(-2\omega x_2) - \\ - 2[(1 - \omega x_2) \cos \omega x_2 + \omega x_2 \sin \omega x_2] \exp(-\omega x_2) + 1 \}.$$

3. Полученные результаты позволяют проанализировать основные особенности эффекта пограничного слоя при ползучести.

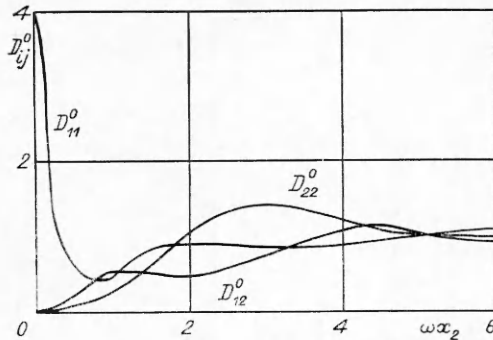
На границе полуплоскости $x_2 = 0$ первая из формул (2.3) дает

$$(3.1) \quad D_{11}(0) = 8\alpha^2\sigma^{02}/(4+n)^2,$$

а при $x_2 \rightarrow \infty$ $D_{11}(\infty) = 2\alpha^2\sigma^{02}/(4+n)^2$. Концентрация напряжений, возникшая на границе полуплоскости $x_2 = 0$, характеризуется квадратным корнем из отношений этих выражений $\rho = \sqrt{D_{11}(0)/D_{11}(\infty)} = 2$. Для упругой полуплоскости эта величина при коэффициенте Пуассона $\nu = 0,25$, вычисленная по результатам [2], несколько меньше ($\rho = 1,55$).

На рисунке представлены зависимости нормированных дисперсий напряжений D_{ij}^0 ($D_{ij}^0 = D_{ij}(x_2)/D_{ij}(\infty)$) от безразмерной координаты ωx_2 . Нормированные дисперсии D_{12}^0, D_{22}^0 на границе полуплоскости равны нулю, а $D_{11}^0 = 4$. С ростом x_2 дисперсии довольно быстро приближаются к постоянным значениям, совпадающим с их значениями для неограниченной среды. При $\omega x_2 \geq 5$ относительная ошибка от замены нормированных дисперсий единицей не превосходит 5%. Поэтому можно считать, что зона краевого эффекта имеет ширину порядка $5/\omega$ (ω — частота флуктуаций микронеоднородностей).

В таблице приведены в зависимости от переменных α и n значения коэффициента вариации d_{11} на границе полуплоскости $x_2 = 0$. Здесь d_{11}



принимает максимальные значения, которые в 2 раза превосходят соответствующие значения на бесконечности. Коэффициенты вариации d_{12}, d_{22} при фиксированных α и n принимают максимальные значения в тех же точках, что и нормированные дисперсии D_{12}^0, D_{22}^0 , т. е. в пограничном слое. Они соответственно в 1,05 и 1,2 раза больше своих асимптотических значений.

α	$d_{11} = \sqrt{D_{11}(0)} / \sigma_0 \cdot 100\%$							
	n							
	0	1	2	3	4	5	6	7
0,05	3,53	2,83	2,36	2,02	1,77	1,57	1,44	1,29
0,1	7,07	5,66	4,71	4,04	3,53	3,14	2,83	2,57
0,2	14,14	11,31	9,43	8,08	7,07	6,29	5,66	5,14
0,3	21,21	16,87	14,14	12,12	10,61	9,43	8,48	7,71
0,4	28,28	22,63	18,86	16,16	14,14	12,57	11,31	10,28
0,5	35,36	28,28	23,57	20,20	17,68	15,71	14,14	12,86

Известно, что степенной закон ползучести (1.2) хорошо описывает поведение материала лишь на небольшом участке изменения напряжения, а лучшие результаты дает закон гиперболического синуса. Однако на сравнительно небольшом промежутке изменения напряжения закон гиперболического синуса можно аппроксимировать степенной функцией, и тогда при малых напряжениях $n \approx 0$, а при больших — $n = 5 - 7$. Поэтому в области больших напряжений значение d_{11} для металлических материалов находится в пределах от 1,29 ($\alpha = 0,05$) до 12,86% ($\alpha = 0,5$), а при малых напряжениях изменяется от 3,53 ($\alpha = 0,05$) до 35,36% ($\alpha = 0,5$). Таким образом, в поверхностном слое коэффициенты вариации флуктуаций напряжений достигают заметных значений, которые могут быть больше, чем для глубинных слоев.

Отсюда ясно, что флуктуации напряжений в пограничном слое играют существенную роль при решении вопроса о надежности конструкций по критериям длительной прочности и мгновенных локальных разрушений за счет выбросов напряжений. Неучет краевых эффектов может привести к необоснованному завышению оценок работоспособности конструкций в условиях ползучести.

4. Полученное решение стохастической краевой задачи ползучести можно применить для приближенной оценки надежности случайно-неоднородной плоской пластины, находящейся в условиях двухосного равномерного растяжения (аналогичная задача без учета краевых эффектов рассматривалась в [11]). Случайная функция $U(x_1, x_2)$, описывающая поведение реологических характеристик материала, считается нормальной. При этом будут нормальными и компоненты тензора напряжений.

Как было показано выше, на границе пластины $x_2 = 0$ коэффициент концентрации напряжений по среднеквадратичному отклонению существенно превышает единицу. Поэтому можно считать, что основной вклад в снижение надежности внесут краевые эффекты [12]. Функцию надежности пластины можно приближенно определить как вероятность случайного события, состоящего в том, что на границе, совпадающей с линией $x_2 = 0$, не произойдет ни одного выброса напряжения σ_{11}^* за допустимый уровень σ_* :

$$(4.1) \quad P(L) = P \left[\sup_{a \leq x_1 \leq b} \sigma_{11}^*(x_1) < \sigma_* \right]$$

($L = b - a$ — длина границы пластины).

Считая, что пластина — высоконадежная конструкция, вероятность безотказной работы (4.1) приближенно выразим через среднее число выбросов из области допустимых значений [12]

$$(4.2) \quad P(L) \approx \exp[-\lambda(\sigma_*)L].$$

Среднее число выбросов $\lambda(\sigma_*)$, приходящееся на единицу длины, для нормальной функции σ_{11}^* находится по формуле [12]

$$\lambda(\sigma_*) = \frac{\sqrt{D'_{11}(0)}}{2\pi \sqrt{D_{11}(0)}} \exp \left[-\frac{\sigma_*^2}{2D_{11}(0)} \right].$$

Здесь $D_{11}(0)$ — дисперсия случайной функции σ_{11}^* при $x_2 = 0$; $D'_{11}(0)$ — дисперсия производной $\sigma_{11,1}^*$ при $x_2 = 0$. Дисперсию $D'_{11}(0)$ вычислим по формуле

$$(4.3) \quad D'_{11}(0) = -\frac{d^2}{d\tau^2} K_{11}(\tau)|_{\tau=0}, \tau = x_1^2 - x_1^1,$$

где корреляционная функция напряжения σ_{11}^* при $x_2 = 0$

$$(4.4) \quad K_{11}(\tau) = \overline{\sigma_{11}^*(x_1) \sigma_{11}^*(x_1 + \tau)} = \frac{8\alpha^2 \sigma^{02}}{(4+n)^2} \exp(i\omega\tau)$$

(черта означает комплексное сопряжение).

С учетом формул (3.1), (4.3), (4.4) для вычисления среднего числа выбросов $\lambda(\sigma_*)$, приходящегося на единицу длины, окончательно получаем выражение

$$(4.5) \quad \lambda(\sigma_*) = \frac{\omega}{2\pi} \exp \left[-\frac{(4+n)^2 \sigma_*^2}{16\alpha^2 \sigma^{02}} \right].$$

Таким образом, формулы (4.2), (4.5) позволяют по заданному допустимому детерминированному уровню σ_* приближенно оценить надежность пластины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ломакин В. А. Статистические задачи механики твердых деформируемых тел. — М.: Наука, 1970.
2. Ломакин В. А., Шейнин В. И. Концентрация напряжений на границе случайно-неоднородного упругого тела // Изв. АН СССР. МТТ. — 1974. — № 2.
3. Наумов В. Н. Напряженное состояние случайно-неоднородного упругого полупространства // Изв. АН СССР. МТТ. — 1976. — № 2.
4. Подалков В. В., Романов В. А. Концентрация напряжений на границе микroneоднородного упругого полупространства // ПММ. — 1978. — Т. 42, вып. 3.
5. Подалков В. В., Романов В. А. Деформация упругого анизотропного микroneоднородного полупространства // ПММ. — 1983. — Т. 47, вып. 3.
6. Архипов Н. В. Задача о деформировании микroneоднородного цилиндра // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика. — 1984. — № 3.
7. Кузнецов В. А., Самарин Ю. П. Плоская задача кратковременной ползучести для среды со случайными реологическими характеристиками // Тр. X Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластин. — Тбилиси: Мецниереба, 1975.
8. Кузнецов В. А. Ползучесть стохастически неоднородных сред в условиях плоского напряженного состояния // Математическая физика. — Куйбышев: КПТИ, 1976.
9. Попов Н. Н., Самарин Ю. П. Пространственная задача стационарной ползучести стохастически неоднородной среды // ПМТФ. — 1985. — № 2.
10. Попов Н. Н. Ползучесть стохастически неоднородной среды в условиях трехосного напряженного состояния // Теоретико-экспериментальный метод исследования ползучести в конструкциях. — Куйбышев: КПТИ, 1984.
11. Кузнецов В. А. Приближенные методы решения задач о надежности распределенных механических систем в условиях ползучести // Теоретико-экспериментальный метод исследования ползучести в конструкциях. — Куйбышев: КПТИ, 1984.
12. Болотин В. В. Применение методов теории вероятностей и теории надежности в расчетах сооружений. — М.: Стройиздат, 1971.

Поступила 11/XI 1986 г.

УДК 622 235

О ДИНАМИЧЕСКОМ РАЗВИТИИ ЗОНЫ РАДИАЛЬНЫХ ТРЕЩИН ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

Е. Н. Шер
(Новосибирск)

При описании разрушающего действия камуфлетного взрыва в твердых средах широко используются зонные модели [1—4], выделяющие обычно вблизи заряда зону перелома, промежуточную зону радиальных трещин и внешнюю зону упругости. От-