

$$\begin{aligned}
 D_{n, i+1} &= [\hat{K}_{n, i+1}^{(2)}(r_{i+1}) - \\
 &- \hat{\gamma}_{n, i+1} \hat{K}_{n, i+1}^{(1)}(r_{i+1})] [\hat{f}_{n, i+1}^{(1)}]^{-1} \alpha_{n, i+1} - \\
 &- \hat{\gamma}_{n, i+1} C_{n, i+1}^{(1)}(r_{i+1}) + C_{n, i+1}^{(2)}(r_{i+1}); \quad (7) \\
 \hat{L}_{n, h}^{(l)}(r) &= \hat{f}_{n, h}^{(l)}(r) + \hat{K}_{n, h}^{(l)}(r) [\hat{f}_{n, h}^{(1)}]^{-1} \hat{f}_{n, h}^{(2)}; \\
 \hat{f}_{n, i+1}^{(1)} &= \hat{K}_{n, i+1}^{(2)}(r_i) - \hat{\gamma}_{n, i} \hat{K}_{n, i+1}^{(1)}(r_i); \\
 \hat{f}_{n, i+1}^{(2)} &= \hat{\gamma}_{n, i} \hat{f}_{n, i+1}^{(1)}(r_i) - \hat{f}_{n, i+1}^{(2)}(r_i); \\
 \alpha_{n, i+1} &= \hat{\gamma}_{n, i} C_{n, i+1}^{(1)}(r_i) - C_{n, i+1}^{(2)}(r_i) + D_{n, i}.
 \end{aligned}$$

В центре блока  $\hat{\gamma}_{n, 0} = 0$  и  $D_{n, 0} = 0$  \*, а все остальные матрицы  $\hat{E}_{n, i+1}$  и  $\hat{\gamma}_{n, i+1}$ , как и векторы  $\sigma_{n, i+1}$  и  $D_{n, i+1}$ , последовательно вычисляются с помощью рекуррентных соотношений (4) — (7), начиная от внешней границы первой зоны и до внешней границы каждого блока  $r_{\text{вн}}$ .

На внешней границе всех  $N$  неэквивалентных блоков поличайки, согласно [1, 2], имеем

$$\begin{cases} \Phi_n(r_{\text{вн}}) = \sum_{k=1}^N \hat{F}_{n, k}^{(1)} A_k + C_n^{(1)}; n = 1, 2, \dots, N; \\ \mathbf{j}_n(r_{\text{вн}}) = \sum_{k=1}^N \hat{F}_{n, k}^{(2)} A_k + C_n^{(2)}; n = 1, 2, \dots, N, \end{cases} \quad (8)$$

где  $\hat{F}_{n, k}^{(1)}$ ,  $\hat{F}_{n, k}^{(2)}$  — матрицы размером  $3 \times 3$  с элементами, алгоритм вычисления которых описан в работе [2].

Из выражения (8), исключив  $A_1, \dots, A_N$ , легко получить

$$\mathbf{J} \equiv \hat{\Gamma} \Phi + \mathbf{D}, \quad (9)$$

где

$$\hat{\Gamma} = \hat{F}_2 \hat{F}_1^{-1}; \quad \mathbf{D} = C_2 - \hat{\Gamma} C_1;$$

$$\Phi = \text{col}(\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N); \quad \mathbf{J} = \text{col}(\mathbf{j}_1, \mathbf{j}_2, \dots, \mathbf{j}_N);$$

$$\hat{F}_1 = \{\hat{F}_{n, k}^{(1)}\}, \quad \hat{F}_2 = \{\hat{F}_{n, k}^{(2)}\};$$

$$C_1 = \text{col}(C_1^{(1)}, C_2^{(1)}, \dots, C_N^{(1)}); \quad C_2 = \text{col}(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}, \dots, C_N^{(2)}).$$

Образуем также вектор  $D_{\text{бл}} = \text{col}(D_1, D_2, \dots, D_n)$  и диагонально-клеточную матрицу  $\hat{\gamma}_{\text{бл}} = \{\hat{\gamma}_n\}$ , где  $D_n$  и  $\hat{\gamma}_n$  — вектор и матрица, вычисленные соответственно с помощью (5) и (7) для внешней границы  $n$ -го блока.

Используя выражения (3) и (9), получаем

$$\Phi = (\hat{\Gamma} - \hat{\gamma}_{\text{бл}})^{-1} (D_{\text{бл}} - \mathbf{D}). \quad (10)$$

После вычисления плотности потока нейтронов  $\Phi$  на внешней границе блоков можно воспользоваться соотношениями (2) и (3) для определения плотности потока нейтронов и на внутренних границах зон. Поскольку

\* Заметим, что  $[\hat{K}_{n, 1}^{(2)}(0)]^{-1} = 0$  и  $\hat{f}_{n, 1}^{(2)}(0) = 0$ .

в подавляющем большинстве случаев интерес представляет только первый компонент вектора  $\Phi$  (нулевая гармоника), заметной экономии памяти ЭВМ можно достигнуть, не храня целиком матрицы  $\hat{\gamma}_n, i$  и вектора  $D_{n, i}$ . Для вычисления первого компонента вектора  $\mathbf{j}$  (первая гармоника), используемая для определения средних потоков нейтронов в зонах [1, 2]) достаточно хранить только первые строки матриц  $\hat{\gamma}_n, i$  и первые компоненты векторов  $D_{n, i}$ .

По методике, идентичной изложенной, может быть организована матричная прогонка векторов  $A_{n, i}$  и  $B_{n, i}$ . Хотя при этом для получения той же информации о распределении плотности потока нейтронов по блокам приходится хранить заметно большие массивы матриц, в некоторых случаях (например, для определения средних потоков нейтронов в зонах без поглощения) такая организация вычислительного процесса может быть оправдана.

После создания новой версии программы расчета сложной решетки в  $P_3$ -приближении методом матричной прогонки оказалось возможным провести расчеты поличайек с блоками, содержащими слой с высоким отношением  $d/l_a$ . Для проверки методики и оценки погрешностей, обусловленных принятыми приближениями, в частности, сравнивались результаты расчета однородной решетки с многослойными блоками в  $P_3$ -приближении и расчета эффективной ячейки с тем же блоком методом интегрального уравнения [7]. Оказалось, что даже в блоке с омываемым с обеих сторон водой поглощающим слоем с  $d/l_a \approx 5$  максимальное расхождение в распределении нейтронов не превысило 15% и пришлось на зону со слабым поглощением. Погрешность в определении коэффициента использования тепловых нейтронов составила всего 0,12%.

Программа написана на языке ФОРТРАН для БЭСМ-6. Время расчета одного варианта  $\sim 20$  с для двойных решеток из однородных блоков и  $\sim 40$  с для двойных решеток из 30-зонных блоков. Максимальное время  $\sim 4$  мин требуется для расчета поличайки размером  $8 \times 8$ , содержащей 20 неэквивалентных 30-зонных блоков двадцати сортов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галанин А. Д., Торлин Б. З. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 2, с. 125.
2. Раевская В. Е., Торлин Б. З. Препринт ИТЭФ № 60, 1977.
3. Смелов В. В. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 5, с. 915.
4. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. Под ред. Я. В. Шевелева. М., Атомиздат, 1974.
5. Галанин А. Д., Смелов В. В., Торлин Б. З. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 1, с. 76.
6. Марчук Г. И., Лебедев В. И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
7. Бурмистров А. Я., Кочуров Б. П. Препринт ИТЭФ № 49, 1976.

Поступило в Редакцию 22.10.79

УДК 620.171

## Исследование скорости роста усталостной трещины в конструкционных сталях

ВАЙНЕР Л. А., ВИНОКУРОВ В. Ф.

При использовании современных методов оценки работоспособности конструкций в условиях циклических нагрузок необходимо знать закономерности развития усталостных трещин. Первые исследования кинетики развития усталостных трещин в облученных низкопрочных сталях

зарубежного производства показали, что в результате нейтронного облучения, вызывающего значительные изменения характеристик прочности и пластичности, скорость роста трещин существенно не изменяется [1]. В то же время для облученных цилиндрических образцов с коль-

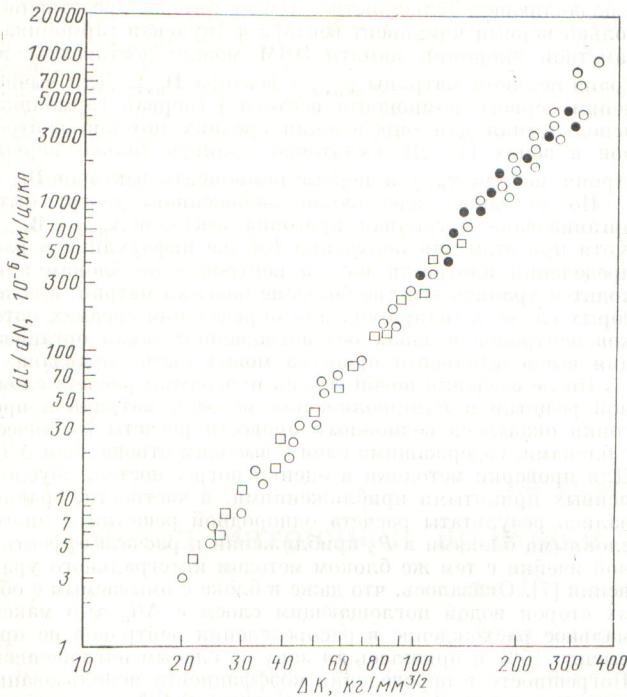


Рис. 1. Взаимосвязь между скоростью роста трещины и  $\Delta K$  для стали 15X3MFA:  $\circ$ ,  $\square$  — отпуск при 690 и 620 °С;  $\bullet$  — отпуск при 690 °С, облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{19}$  нейтр./см<sup>2</sup> при  $(120 \pm 10)$  °С

цевым надрезом из высокопрочной стали типа 12ХНЗМФА и 10ХСНД установлено заметное повышение скорости роста трещины [2]. Результаты не совпадают, и трудно их сопоставить вследствие сложности методики исследования кинетики роста усталостной трещины в облученных материалах. Поэтому представляло определенный интерес установить корреляцию между результатами испытаний образцов циклической и статической нагрузкой.

В качестве материала для исследований были выбраны стали 12ХНЗМФА и 15ХЗМФА, причем сталь 15ХЗМФА исследована в двух состояниях, отличающихся температурой отпуска, что обеспечивало различный уровень прочности. Исследовали компактные образцы на внецентренное растяжение. Толщина образцов стали 15ХЗМФА 16 мм, образцов стали 12ХНЗМФА 10 мм. Эти образцы были облучены в активной зоне исследовательского реактора ВВР-М (см. таблицу). Образцы испытывали на специаль-

ной дистанционной гидравлической машине путем пульсирующего растяжения при комнатной температуре с частотой 3—5 циклов в минуту [3]. В процессе испытаний снималась диаграмма нагрузка — раскрытие трещины, что позволяло определить длину трещины по экспериментально установленному тарировочному графику податливости образца — длина трещины.

Результаты испытаний, обработанные в соответствии с выражением Париса [4]

$$dl/dN = C(\Delta K)^m \quad (4)$$

(здесь  $\Delta K$  — размах коэффициента интенсивности напряжений за цикл;  $l$  — длина усталостной трещины;  $C$ ,  $m$  — коэффициенты), приведены на рис. 1 и 2. Из представленных данных видно, что как изменение температуры отпуска, так и нейтронное облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{19}$  нейтр./см<sup>2</sup> при  $(120 \pm 10)$  °С практически не изменили скорости роста усталостной трещины в стали 15ХЗМФА. В тоже время нейтронное облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup> примерно при 200 °С повысило скорость роста усталостной трещины в стали 12ХНЗМФА. Как следует из представленных на рис. 2 данных, облучение привело к параллельному сдвигу кривой зависимости  $dl/dN$  от  $\Delta K$  в сторону

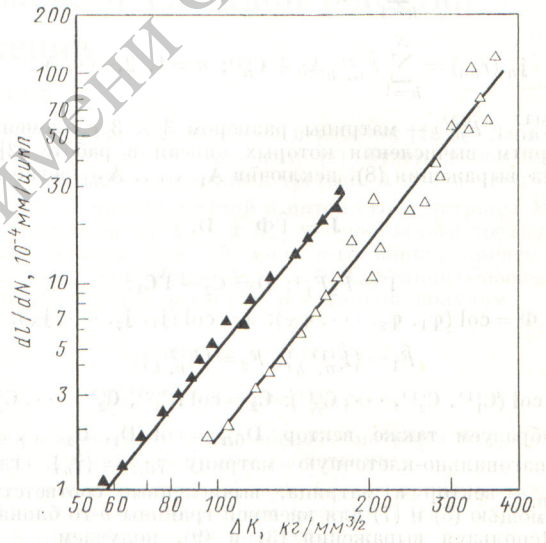


Рис. 2. Взаимосвязь между скоростью роста трещины и  $\Delta K$  для стали 12ХНЗМФА при облучении до флюенса  $1 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup> при 200 °С ( $\blacktriangle$ ) и без облучения ( $\triangle$ )

Механические свойства исследуемых сталей

Материал	Флюенс, нейтр./см <sup>2</sup>	$\sigma_{0.2}$ , МПа	$\sigma_B$ , МПа	$\delta_5$ , %	$\Psi_R$ , %	$\sigma_{Hmax}$ , МПа·м
12ХНЗМФА, отпуск при 670 °С	$1 \cdot 10^{20}$	910 1240	990 1260	17 4	75 27	110 40
15ХЗМФА, отпуск при 690 °С	$1 \cdot 10^{19}$	560 730	700 820	20 17	73 65	180 170
15ХЗМФА, отпуск при 620 °С	—	965	1050	17	65	100

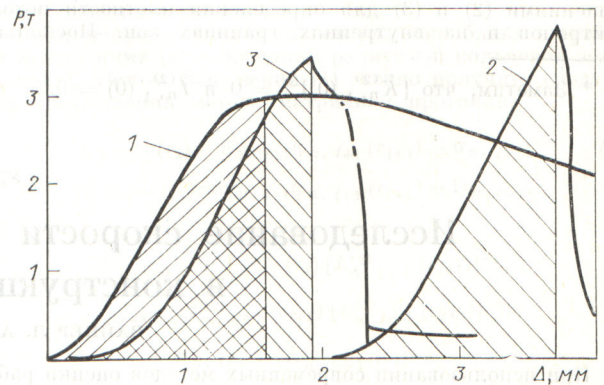


Рис. 3. Диаграмма нагрузка — перемещение подвижного захвата для образцов стали 15ХЗМФА при 20°С: 1 — без облучения, отпуск при 690 и 620 °С соответственно; 2 — отпуск при 690 °С, облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{19}$  нейтр./см<sup>2</sup> при  $(120 \pm 10)$  °С

больших значений  $dl/dN$ , что соответствует увеличению  $C$  без существенного изменения показателя  $m$ .

Некоторые облученные и необлученные образцы были испытаны путем статического растяжения при комнатной температуре и скорости перемещения захвата 0,1—0,2 мм/мин. Определяли  $I_c$  — энергию, необходимую для роста трещины в момент начала ее роста [5]. В соответствии с методикой Райса [6]

$$I_c = \alpha A/F, \quad (2)$$

где  $A$  — энергия, поглощенная системой образец — испытательная машина к моменту начала роста трещины;  $\alpha$  — коэффициент;  $F$  — нетто-сечение образца. Значение  $A$  определяется путем планиметрирования заштрихованной области диаграммы нагрузка — перемещение подвижного захвата, ограниченной по оси абсцисс значением  $\Delta c$ , соответствующим началу роста трещины (рис. 3, 4).

Из анализа приведенных данных следует, что как изменение температуры отпуска, так и нейтронное облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{19}$  нейтр./см<sup>2</sup> при  $(120 \pm 10)^\circ\text{C}$  не изменили  $I_c$  стали 15ХЗМФА. В то же время нейтронное облучение до флюенса  $1 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup> при  $200^\circ\text{C}$  привело к заметному снижению  $I_c$  стали 12ХНЗМФА.

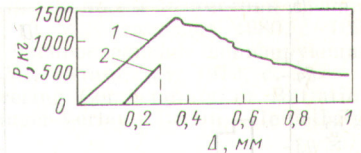
При сравнении данных скорости роста усталостной трещины с результатами испытаний на статическое растяжение установлена связь характеристиками сопротивления развитию трещины при статическом и циклическом нагружении. Нейтронное облучение стали 12ХНЗМФА вызвавшее снижение  $I_c$  в 5,8 раза (см. рис. 4), привело к увеличению скорости роста усталостной трещины (или  $C$ ) в 2,4 раза (см. рис. 2). Таким образом, можно полагать, что коэффициент  $C$  в выражении (1) обратно пропорционален  $\sqrt{I_c} = K_c$ , где  $K_c$  — коэффициент интенсивности напряжения в начале нестабильного распространения трещины, служащий показателем вязкости разрушения материала испытываемой толщины.

Аналогичное соотношение следует из зависимости Формана [7]:

$$dl/dN = C_1 \Delta K^m / [(1 - R) K_c - \Delta K], \quad (3)$$

где  $R$  — коэффициент асимметрии цикла.

Рис. 4. Диаграммы нагрузка — перемещение подвижного захвата для образцов стали 12ХНЗМФА при  $20^\circ\text{C}$  без облучения (1) и при облучении (2) до флюенса  $1 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup> ( $\sim 200^\circ\text{C}$ ),  $P$  — нагрузка



Таким образом, можно использовать результаты испытаний на статическое растяжение для приближенной оценки влияния нейтронного облучения на скорость роста усталостной трещины в конструкционных сталях.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шахиян П. и др. «Американское общество инженеров-механиков, серия D», 1974, т. 96, № 4, с. 1.
2. Винобуров В. Ф., Васильченко А. В. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное металловедение», 1978, вып. 1 (6), с. 36.
3. Вайнер Л. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 137.
4. Ирвин Дж., Парис П. В кн.: Разрушение. Т. 3. М., «Мир», 1976.
5. Писаренко Г. С., Науменко В. П., Волков Г. С. В кн.: Определение трещиностойкости материалов на основе энергетического контурного интеграла. Киев, «Наукова думка», 1978, с. 6.
6. Rice J. «Trans. ASME, J. Appl. Mech.», 1968, v. 35, p. 379.
7. Forman R., Kearney V., Engle R. «Trans. ASME, ser. D», 1967, v. 89, N 3, p. 339.

Поступило в Редакцию 05.11.79

УДК 539.166.2:519.283

## Использование анализа чувствительности для исследования закономерностей распространения излучения по данным расчетов методом Монте-Карло

ЖЕЗЛОВ А. М., ИЛОШКИН А. И., КЛИМАНОВ В. А., МАШКОВИЧ В. П., РЫБИН Д. Н.

Исследование общих физических закономерностей переноса излучений по данным прямых расчетов методом Монте-Карло связано с рядом трудностей, главная из которых — сложность анализа результатов, получаемых со значительными статистическими погрешностями, особенно большими в неоднородных задачах глубокого проникновения. Эти трудности можно преодолеть, используя метод анализа чувствительности результатов расчетов к входным параметрам задачи [1, 2], основанный на применении зависимости относительной чувствительности некоторого линейного функционала поля излучения  $R$  (например, дозы, тепловыделения и т. п.) к некоторому входному параметру  $X_i$  (сечения взаимодействия, функции задания источника и т. п.), которые в общем виде определяются из соотношения [1, 2]

$$p(X_i) = \frac{\delta R/R}{\delta X_i/Y_i}, \quad (4)$$

где  $\delta R$  — вариация результата при вариации  $\delta X_i$ . В случае независимых  $\delta X_i$  отклонение результата  $R$  с погрешностью

до величин второго порядка малости имеет вид

$$\delta R = R \sum_{i=1}^n p(X_i) (\delta X_i/X_i). \quad (2)$$

В методе Монте-Карло наибольшее применение для расчета функций  $p(X_i)$  получила коррелированная выборка [3], оказывающаяся иногда малоэффективной вследствие значительных затрат времени ЭВМ. Анализ особенностей метода Монте-Карло позволяет предложить общий и довольно простой путь расчета функций  $p(X_i)$ . Суть его можно пояснить на примере анализа чувствительности к источнику, возмущение которого  $\delta S(X_i, \xi)$  задается в кусочно-постоянном виде:

$$\frac{\delta S(X_i, \xi)}{S(X_i, \xi)} = \begin{cases} \Delta(X_i) & \text{при } \xi \in \theta_i; \\ 0 & \text{при } \xi \notin \theta_i, \end{cases}$$

где  $\xi$  — точка в исследуемой области фазового пространства (например, энергетическая группа в спектре);  $\Delta(X_i)$  — произвольная постоянная, задающая величину возмущения.